

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

1766

Т Р У Д Ы ГОСУДАРСТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

ЛЕНИНГРАД

II 1766

Travaux de l'Institut d'Optique à Leningrad

Transactions of the Optical Institute in Leningrad

Verhandlungen des Optischen Instituts in Leningrad

ТОМ VIII

ВЫПУСК 86

28172
Д. Д. Максудов. Анаберрационные отражающие поверхности и системы и новые способы их испытания



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД 1 9 3 2 МОСКВА

71-2

Анаберрационные отражающие поверхности и системы и новые способы их испытания

Содержание. Поверхности вращения конических сечений обладают тем общим свойством, что для них справедливо равенство:

$$\frac{R_y - R_0}{x} = \text{const} = C,$$

где R_y есть абсцисса точки пересечения нормалей зоны y , R_0 — радиус кривизны центральной зоны и x — абсцисса зоны при условии совпадения вершины поверхности с началом координат.

Величина C названа мною характеристикой поверхности и может меняться в пределах от $+\infty$ до $-\infty$. Характеристика C равна квадрату эксцентриситета конического сечения.

Все поверхности, подчиненные упомянутому закону, названы регулярными поверхностями. Из них поверхности, свободные от aberrаций для некоторых двух сопряженных точек на главной оси, названы анаберрационными.

Характеристика C и радиус кривизны центральной зоны R_0 вполне определяют анаберрационные сопряженные расстояния. Любые aberrации регулярных поверхностей определяются как функции от C и R_0 для любой зоны и при любых удалениях светящейся точки. По величине aberrаций можно определить отклонение зеркальной поверхности от любой заданной регулярной.

Совокупность центрированных регулярных поверхностей при правильном выборе их характеристик создает анаберрационную отражающую систему. Мною рассмотрены подробно комбинации из двух регулярных (не плоских) поверхностей применительно к системам сложного телескопа, одними из частных случаев которых являются системы Грегори, Кассетрана и Шварцшильда.

Теория анаберрационных систем, по существу систем компенсационных, дает следующие практические выводы.

1) В случае несовершенного большого параболического зеркала можно путем правильного подбора характеристики малого зеркала значительно повысить качества всей системы: иными словами, неудовлетворительное, как параболическое, зеркало при достаточной регулярности его поверхности может создать в сочетании с малым зеркалом удовлетворительную и даже первоклассную систему.

2) Имеется возможность строить системы с одним из зеркал сферической формы со всеми вытекающими отсюда выгодами, особенно в отношении большого зеркала.

3) Можно построить анаберрационную систему с исправленным полем (выполнив, например, условие синусов).

4) Можно создать новые системы сложных телескопов, обладающие некоторыми конструктивными преимуществами.

5) Наконец, имеется возможность производить теневое испытание зеркал любых характеристик, пользуясь тем же компенсационным методом, лежащим в основе теории анаберрационных систем.

В части III настоящей работы мною дана критическая оценка методов испытания астрономических зеркал в процессе их изготовления, причем я считаю единственным рациональным в этом случае методом ножовой метод (в соединении с окулярным) при гомоцентрических сходящихся пучках. Задача такого испытания великолепно разрешается для вогнутых сферических и близких к ним эллиптических зеркал, однако для поверхностей иных характеристик и в частности для зеркал параболических мы пока не имеем вполне удовлетворительного рабочего метода по соображениям, изложенным мною в части III.

Предлагаемый мною компенсационный метод дает возможность испытывать зеркала любых характеристик, а значит и зеркала параболические, при условии сравнительно низкой стоимости установки и при однократном отражении лучей от несеребряной поверхности испытуемого зеркала: в этом преимущество моего метода перед автоколлимационным методом Ричи (Ritchey). Компенсирующее зеркало в моем методе по размерам значительно меньше испытуемого и может иметь вогнутую сферическую форму, что дает возможность просто его изготовить и точно испытать. Границы практической применимости моего метода для первоклассных зеркал оказываются весьма широкими.

Кроме этого основного метода, мною предложены и внесены некоторые усовершенствования в метод теневого испытания вообще.

Введение

Работа эта написана мною в 1923—1924 гг. и дополнена и приготовлена к печати зимою 1930/31 г.

К большому моему сожалению, писалась она при полной моей неосведомленности о работах Шварцшильда¹ и некоторых других, ознакомление с которыми убедило меня и в правильности намеченного пути и насущности поставленной задачи.

Первая часть этой работы—„Анаберрационные и регулярные отражающие поверхности“—является обобщением и систематизацией материала более или менее элементарного и служит необходимой предпосылкой для второй части: „Анаберрационные отражающие системы“, где даются общие формулы таких систем и развиваются их частные случаи.

Системы Грегори, Кассегрена, Шварцшильда, мои и, наконец, система установки для испытания зеркал по моему методу являются такими частными случаями теории анаберрационных систем.

Материал, заключенный в таблицах, проверен как путем вычисления, так и путем черчения.

Проверка путем черчения состояла в следующем: если построить на чертеже заданную поверхность с сильно преувеличенным относительным отверстием (например, 1:1), то ошибки, могущие произойти из-за неправильности формул или вычисления, окажутся больше точности черчения и легко могут быть обнаружены.

В настоящее издание моей работы я не включаю рассмотрения недостатков поля и теории плоских зеркал, что, на мой взгляд, представляет предмет самостоятельного исследования и от чего цельность работы не должна пострадать.

В первой части все точные равенства, справедливые очевидно для любых светосил, связаны знаком ($=$).

Все приближенные равенства, полученные из точных путем пренебрежения высшими степенями весьма малых величин, связаны знаком ($\simeq$).

В огромном большинстве практических случаев можно пользоваться этими приближенными равенствами и, если нужно, находить ошибку, допускаемую нами при этом.

Вторая часть в основном построена на приближенных равенствах, а потому в ней знак ($\simeq$) обычно заменяется знаком ($=$), что необходимо помнить и учитывать. Все же точные равенства второй части оговорены особо.

Замена точных равенств приближенными, при условии, конечно, возможности учета ошибок, имеет два смысла: 1) формулы, оставаясь практически годными для большинства случаев, являются сравнительно несложными, и 2) в этих формулах обнаруживается часто весьма простая и удобная закономерность, исчезающая при сохранении высоких степеней весьма малых величин.

¹ K. Schwarzschild, Untersuch. z. geometr. Optik II, 1905.

Анаберрационные и регулярные отражающие поверхности

§ 1. Переменные величины отражающей поверхности

Рассматриваемые нами поверхности прежде всего являются поверхностями вращения, отнесенными своими вершинами к началу координат; при этом ось X -ов является осью симметрии этих поверхностей.

На плоскости рисунка мы получаем кривые сечения поверхностей плоскостью, проходящей через ось симметрии, являющуюся главной оптической осью поверхности.

В силу этих условий и в силу того, что сопряженные точки мы будем брать только лишь на оптической оси, всякая точка поверхности может быть задана лишь двумя координатами: x и y .

На рис. 1 отражающая поверхность представлена в виде кривой ACE : C — вершина поверхности; точка $A(x, y)$ — точка падения луча для зоны $y = AB$; точки S_1 и S_{2y} — сопряженные точки; S_1A и AS_{2y} — лучи, падающий и отраженный; O_y — точка пересечения нормалей зоны y ; $AO_y = N_y$ — нормаль зоны y ; $S_1C = f_1$ и $CS_{2y} = f_{2y}$ — сопряженные расстояния. Так как S_1 есть светящаяся точка, а S_{2y} — ее изображение, то, очевидно, f_1 будет одинаково для всех зон, тогда как f_{2y} является функцией и от зоны. При неравенстве f_2 для различных зон мы имеем налицо явление „сферической“ аберрации. Так как мы будем изучать главным образом поверхности несферические, то более уместным является называть это явление просто аберрацией, опуская слово „сферическая“.

Особо важное значение имеет величина:

$$CO_y = R_y,$$

которая является абсциссой точки пересечения нормалей зоны y . Эта величина R_y вообще не равна ни радиусу кривизны, ни длине нормали зоны y , обращаясь в таковые лишь в случае сферы, а также и для центральной зоны ($x = y = 0$) прочих несферических поверхностей. Значение величины R_y определяем из рис. 1.

Так как $\angle ADC = \angle O_y AB$ и так как $\operatorname{tg} \angle ADC = \frac{dy}{dx}$, то

$$\frac{R_y - x}{y} = \frac{dy}{dx},$$

откуда:

$$R_y = y \frac{dy}{dx} + x. \quad (1)$$

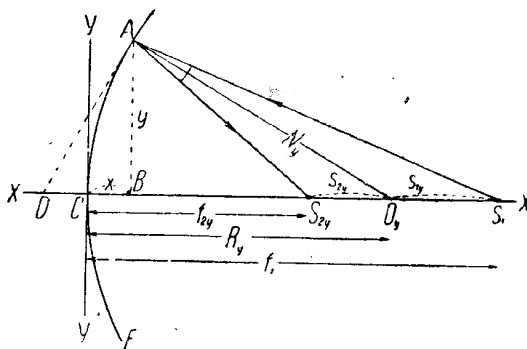


Рис. 1.

Для центральной зоны ($x=y=0$) R_0 обращается в радиус кривизны в общепринятом смысле слова. Величины R_y и R_0 для любых поверхностей будем считать всегда величинами положительными, не разделяя таким образом поверхностей на выпуклые и вогнутые, тогда как для вещественных зеркал мы можем оставить это разделение по чисто внешним признакам, т. е. говорить о зеркалах выпуклых и вогнутых, считая все же радиус кривизны как тех, так и других величиной положительной. Точно так же величиной положительной будет и абсцисса поверхности x . Такое условие мы в праве ввести, так как во всех случаях изучаемых нами поверхностей не встречается такого, при котором R_0 и R_y могли бы иметь разные знаки. Ордината y положительна, когда она отсчитывается вверх от оптической оси.

Полное приращение величины R_y для зоны y назовем через ΔR_y :

$$\Delta R_y = R_y - R_0. \quad (2)$$

Аналогично мы можем ввести понятие о частном приращении той же величины для зон y_m и y_n .

Величины f_1 и f_2 условимся считать положительными в том случае, когда сопряженные точки S_1 и S_2 лежат по ту же сторону от вершины зеркала, что и центр кривизны O ; в противном случае будем считать эти величины отрицательными. На рис. 1, очевидно, и f_1 и f_{2y} имеют положительное значение.

Наконец, нас могут интересовать сопряженные расстояния:

$$s_{1y} = S_1 O_y \text{ и } s_{2y} = S_{2y} O_y,$$

величину которых определим из рис. 1.

Так как AO_y есть биссектриса угла $S_1 A S_{2y}$, то:

$$\frac{s_{1y}}{s_{2y}} = \frac{AS_1}{AS_{2y}} = \frac{\sqrt{y^2 + (R_y - x + s_{1y})^2}}{\sqrt{y^2 + (R_y - x - s_{2y})^2}},$$

что после соответствующих преобразований дает:

$$\frac{1}{s_{2y}} - \frac{1}{s_{1y}} = \frac{2(R_y - x)}{y^2 + (R_y - x)^2}. \quad (3)$$

Для отыскания главного фокусного расстояния зоны y : (F_y) придется положить в выражение (3):

$$\begin{aligned} s_{1y} &= \infty \\ \text{и} \quad s_{2y} &= R_y - F_y, \end{aligned}$$

после чего получаем выражение для главного фокусного расстояния зоны y следующую величину:

$$F_y = \frac{R_y^2 - y^2 - x^2}{2(R_y - x)}. \quad (4)$$

Так как главное фокусное расстояние центральной зоны равно:

$$F_0 = \frac{R_0}{2}, \quad (5)$$

то величину главной продольной аберрации зоны y определим как разность двух предыдущих выражений и назовем ее через ΔF_y :

$$\Delta F_y = F_y - F_0. \quad (6)$$

На основании выражений (4) и (5) получаем функциональные зависимости между величинами ΔR_y и ΔF_y в следующем виде:

$$\Delta F_y = \frac{R_y \Delta R_y + R_0 x - y^2 - x^2}{2(R_y - x)}, \quad (7)$$

$$\Delta R_y = \frac{2\Delta F_y (R_y - x) - R_0 x + y^2 + x^2}{R_v} \quad (8)$$

Приведенные формулы справедливы для поверхностей вращения независимо от уравнения их кривой.

§ 2. Уравнение анаберрационной поверхности

Условимся называть анаберрационной такую поверхность, которая для некоторого сопряженного расстояния f_1 и точки S_1 , лежащей на оси, обладает вторым сопряженным расстоянием f_2 и сопряженной точкой S_2 , общими для любых зон поверхности.

Для вывода уравнения такой поверхности обратимся к рис. 2. Пусть из точки S_1 упал луч S_1A на зону u поверхности ACE . В этот момент волновая сферическая поверхность расположится по сфере I , не доходя на величину ρ до вершины зеркала; в последующий момент, когда волна достигнет вершины зеркала, она успеет отразиться в точке A , и колебания распространятся на величину $AM = \rho$; отраженная волна займет положение поверхности II .

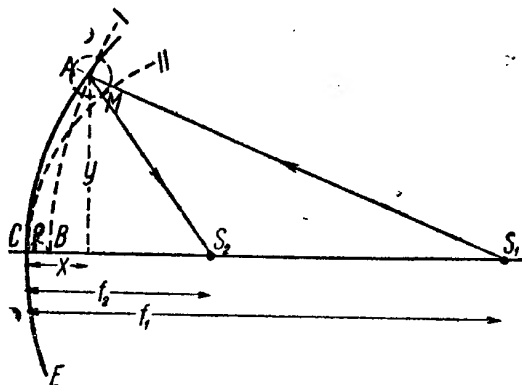


Рис. 2.

В случае анаберрационной поверхности отраженная волновая поверхность должна быть сферой с центром кривизны в некоторой точке S_2 ; иными словами, в случае анаберрационной поверхности гомоцентрический расходящийся пучок должен после отражения превратиться в гомоцентрический же сходящийся пучок.

Рис. 2 дает нам следующие равенства:

$$AM + MS_2 = \sqrt{y^2 + (f_2 - x)^2} = \rho + f_2,$$

$$AS_1 = \sqrt{y^2 + (f_1 - x)^2} = f_1 - \rho.$$

Складывая эти два равенства и освобождаясь от корней, получаем уравнение анаберрационной поверхности в общем виде:

$$y^2 = \frac{4f_1 f_2 x (f_1 + f_2 - x)}{(f_1 + f_2)^2}, \quad (9)$$

где f_1 и f_2 — сопряженные анаберрационные расстояния.

Решая это уравнение относительно x и отбрасывая перед корнем знак (+), как не соответствующий случаю астрономических зеркал, мы получаем уравнение анаберрационной поверхности в новом виде:

$$x = \frac{f_1 + f_2}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{y^2}{f_1 f_2}} \right). \quad (10)$$

Раз поверхность анаберрационная, то для тех же сопряженных расстояний f_1 и f_2 справедлива формула центральных лучей:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} &= \frac{2}{R_0} \\ f_1 + f_2 &= \frac{2f_1f_2}{R_0} \\ f_1f_2 &= \frac{R_0(f_1+f_2)}{2} \\ R_0 &= \frac{2f_1f_2}{f_1+f_2} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

откуда:

Воспользовавшись выражением (11), мы можем представить уравнения анаберрационных поверхностей (9) и (10) в новом виде:

$$y^2 = 2R_0x \left(1 - \frac{x}{f_1+f_2}\right) = 2R_0x \left(1 - \frac{x}{2a}\right), \quad (12)$$

$$x = \frac{f_1+f_2}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2y^2}{R_0(f_1+f_2)}}\right] = a \left(1 - \sqrt{1 - \frac{y^2}{R_0a}}\right), \quad (13)$$

где R_0 — радиус кривизны центральной зоны и где a — большая полуось конического сечения.¹

Пренебрегая второй степенью сравнительно весьма малой величины x , получаем приближенное уравнение анаберрационных поверхностей:

$$\left. \begin{aligned} y^2 &\approx 2R_0x \\ x &\approx \frac{y^2}{2R_0} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

§ 3. Частные случаи анаберрационных поверхностей

А) Сфера. Положив в выражение (12):

$$f_1 = f_2 = R,$$

получаем:

$$y^2 = x(2R - x), \quad (15)$$

т. е. уравнение окружности, касающейся оси Y -ов и имеющей центр на оси X -ов. Таким образом единственной поверхностью, отражающей без aberrаций лучи в ту же точку, из которой они вышли, является сферическая поверхность; ее центр совпадает со светящейся точкой и ее изображением (действительными или мнимыми).

В) Эллипсоид. Положив $f_1 \neq f_2$ при положительном их значении, получаем из выражения (12) для величины y вещественные корни лишь в том случае, когда

$$x \leq f_1 + f_2. \quad (16)$$

Отсюда делаем заключение, что данная поверхность является замкнутой; величину $(f_1 + f_2) = 2a$ называем большой осью. Аналитически наша поверхность является эллипсоидом вращения вокруг большой оси; светящаяся точка и ее изображение совпадают с фокусами эллипсоида; в случае действительной точки изображение ее тоже действительное — и наоборот; эллипсоид отнесен одной из своих вершин к началу координат.

¹ Как выясняется ниже, анаберрационные поверхности являются поверхностями вращения конических сечений.

С) Параболоид. Положив $f_1 = \infty$ и $f_2 = F$, получаем из выражения (9) и (12):

$$\left. \begin{aligned} y^2 &= 4Fx \\ y^2 &= 2R_0x \\ F &= \frac{R_0}{2} \end{aligned} \right\}, \quad (17)$$

откуда:

уравнение параболоида, отнесенного вершиной к началу координат.

Параболоид отражает без aberrаций параллельные оси лучи в главный фокус—и наоборот. Главное фокусное расстояние параболоида равно половине радиуса кривизны центральной зоны. Приближенная формула (14) для анаберрационных поверхностей становится точной для случая параболоида.

Д) Гиперболоид. Положив в выражение (9) $f_1 f_2 < 0$ и $f_1 \neq -f_2$, т. е. взяв сопряженные расстояния, различные и по знаку и по абсолютной величине, получаем вещественные корни для y лишь в том случае, когда:

$$f_1 + f_2 < x, \quad (18)$$

а так как наименьшее значение x равно нулю, то сумма сопряженных расстояний есть величина отрицательная, что возможно лишь в том случае, когда более близкая к вершине сопряженная точка лежит по одну сторону с центром кривизны, а более удаленная—по другую сторону, считая от вершины. Аналитически наша поверхность является поверхностью вращения одной из ветвей гиперболы, отнесенной вершиною к началу координат; большая ось гиперболоида совпадает с осью X -ов. Светящаяся точка и ее изображение совпадают с фокусами гиперболоида; в случае действительной точки—изображение мнимое, и наоборот.

Е) Плоскость. Положив в выражение (9) $f_1 = -f_2$, мы получаем уравнение вида:

$$y^2 = -\frac{4f_1 f_2 x^2}{0}, \quad (19)$$

что при любых значениях x , отличных от нуля, дает $y = \infty$, и лишь при $x = 0$ мы получаем неопределенное значение $y = \frac{0}{0}$. Это и есть, очевидно, уравнение плоскости, проходящей через начало координат и перпендикулярной к оси X -ов. Плоскость таким образом является анаберрационной поверхностью для любых двух сопряженных расстояний, равных по абсолютной величине и противоположных по направлению.

Мы можем рассматривать плоскость, как предел, к которому стремится любая из анаберрационных поверхностей при бесконечном возрастании радиуса кривизны R_0 ; действительно, положив в выражении (11) $R_0 = \infty$, мы получаем тождество лишь в том случае, когда $f_1 + f_2 = 0$ при любых их значениях.¹

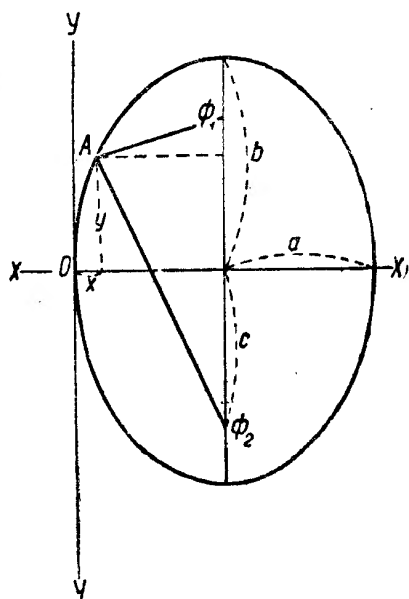
Кроме пяти перечисленных здесь поверхностей никаких иных анаберрационных поверхностей для двух сопряженных и на оси лежащих точек не существует.

§ 4. Сплюснутые сфероиды

Если мы будем вращать эллипс вокруг его малой оси, то получим новую поверхность вращения, которую назовем сплюснутым сфероидом. Сплюснутые

¹ Кроме того можно было бы показать, что плоскость является пределом, к которому стремятся гиперболоиды при сближении вершин образующих их гипербол, и что плоскость является пределом, к которому стремятся сплюснутые сфероиды, у которых малая ось имеет конечное значение, а большая безгранично возрастает.

сфероиды ни в коем случае не являются анаберрационными поверхностями, однако, так как они могут входить в анаберрационные системы в качестве одной из поверхностей, то мы и рассмотрим их свойства, обратившись для этого к рис. 3. Здесь изображен эллипс с фокусами Φ_1 и Φ_2 , малой



полуосью a , большой полуосью b и линейным эксцентриситетом c ; ось вращения — ось X -ов; вершина O отнесена к началу координат; координаты некоторой точки A данной поверхности: x и y .

Для случая эллипса мы вправе написать следующие равенства:

$$\left. \begin{aligned} b^2 &= a^2 - c^2 \\ A\Phi_1 + A\Phi_2 &= 2b \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Далее из соотношений рис. 3 находим:

$$\begin{aligned} A\Phi_1 &= \sqrt{(a-x)^2 + (c-y)^2} \\ + \quad A\Phi_2 &= \sqrt{(a-x)^2 + (c+y)^2} \end{aligned}$$

$$2b = \sqrt{(a-x)^2 + (c-y)^2} + \sqrt{(a-x)^2 + (c+y)^2},$$

каковое уравнение после освобождения от корней и на основании выражения (20) получаем в виде:

$$y^2 = \frac{b^2}{a^2} (2ax - x^2). \quad (21)$$

Рис. 3.

Из полученного уравнения сплюснутых сфероидов и из выражения (1) мы находим интересующие нас величины R_y и R_0 , для чего прежде всего определяем производную из выражения (21):

$$\frac{dy}{dx} = \frac{b(a-x)}{a\sqrt{2ax-x^2}}.$$

Подставляя эту величину в выражение (1), получаем:

$$\left. \begin{aligned} R_y &= \frac{b^2}{a} - x \frac{c^2}{a^2} \\ R_0 &= \frac{b^2}{a} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

После этого мы можем дать вместо выражения (21) уравнение сплюснутого сфероида в новом виде:

$$y^2 = 2R_0x \left(1 - \frac{x}{2a}\right), \quad (23)$$

где R_0 — радиус кривизны центральной зоны и $2a$ — расстояние между вершинами сплюснутого сфероида.

§ 5. Закон регулярных поверхностей и их характеристики

Мы выведем сейчас чрезвычайно важную закономерность, которой подчиняются все анаберрационные поверхности и сплюснутые сфероиды в отношении величины ΔR_y .

Пусть O_0 , O_1 и O_2 (рис. 4) будут соответственно точками пересечения нормалей для центральной зоны, зоны y_1 и зоны y_2 . Тогда приращение величины R_y для зоны y_1 будет $R_{y_1} - R_0 = \Delta R_{y_1}$ и для зоны y_2 будет $R_{y_2} - R_0 = \Delta R_{y_2}$.

Величину R_y определим для анаберрационных поверхностей из выражений (1) и (12), найдя сначала производную функции выражения (12):

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= \frac{f_1 + f_2 - 2x}{2\sqrt{x(f_1 + f_2) - x^2}} \sqrt{\frac{2R_0}{f_1 + f_2}} = \\ &= \frac{a - x}{\sqrt{2ax - x^2}} \sqrt{\frac{R_0}{a}}; \quad (24) \end{aligned}$$

подставляя ее в выражение (1), получаем:

$$\begin{aligned} R_y &= R_0 + x \left[1 - \frac{2R_0}{f_1 + f_2} \right] \\ \text{или} \quad R_y &= R_0 + x \left(1 - \frac{R_0}{a} \right) \end{aligned} \quad (25)$$

От полученной нами формулы переходим непосредственно к выражению интересующей нас закономерности:

$$\frac{R_y - R_0}{x} = \frac{\Delta R_y}{x} = 1 - \frac{2R_0}{f_1 + f_2} = 1 - \frac{R_0}{a} = \text{const} = C, \quad (26)$$

которую можно формулировать так: „для анаберрационных поверхностей отношение приращений ΔR_y к абсциссам тех же зон есть величина постоянная, зависящая лишь от характера поверхности“.

От полных приращений выражения (26) можно перейти и к частным приращениям, так как на основании выражения (25) мы имеем:

$$\begin{aligned} R_{y_2} &= R_0 + x_2 C, \\ R_{y_1} &= R_0 + x_1 C, \\ \frac{\Delta R_{y_2} - \Delta R_{y_1}}{x_2 - x_1} &= C. \end{aligned} \quad (27)$$

Величина $C = \frac{\Delta R_y}{x}$, как мы увидим ниже, вполне характеризует свойства нашей поверхности, а потому она названа нами характеристикой поверхности.

Если бы мы по примеру предыдущего вычисления определили величину R_y из выражения (9), то получили бы:

$$\left. \begin{aligned} R_y &= \frac{2f_1 f_2}{f_1 + f_2} = \frac{(f_1 - f_2)^2 x}{(f_1 + f_2)^2} \\ R_0 &= \frac{2f_1 f_2}{f_1 + f_2} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Тогда очевидно:

$$\frac{R_y - R_0}{x} = \frac{\Delta R_y}{x} = C = \frac{(f_1 - f_2)^2}{(f_1 + f_2)^2}, \quad (29)$$

где f_1 и f_2 — анаберрационные сопряженные расстояния.

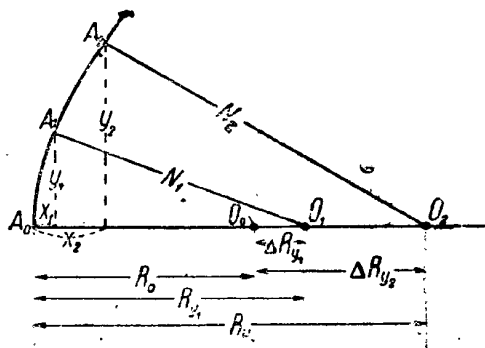


Рис. 4.

Из выражения (29) легко раскрывается аналитическое значение характеристики C : так как $(f_1 - f_2)$ есть расстояние между фокусами, а $(f_1 + f_2)$ — расстояние между вершинами конического сечения, то характеристика C равна квадрату эксцентриситета конического сечения, которое образовало при своем вращении данную анаберрационную поверхность.

Переходя к сплюснутым сфероидам, мы убеждаемся, что и для них справедлив рассмотренный выше закон. Действительно, выражение (22) дает нам для сплюснутых сфероидов:

$$\frac{R_y - R_0}{x} = \frac{\Delta R_y}{x} = -\frac{a^2}{a^2} = \text{const} = C, \quad (30)$$

т. е. величину, постоянную для любых зон.

В случае сплюснутого сфероида C не равно, конечно, квадрату эксцентриситета того эллипса, вращением которого получен сплюснутый сфероид, так как в выражении (30) через a обозначена не большая, а малая полуось эллипса.

Все рассмотренные нами поверхности, как обладающие законом постоянства отношения: $\frac{\Delta R_y}{x} = \text{const}$, мы назовем поверхностями регулярными; все же прочие поверхности, не подчиненные этому закону, назовем поверхностями нерегулярными.

Из регулярных поверхностей первые пять рассмотренных нами поверхностей являются в то же время и анаберрационными.

У гиперboloидов, параболоида и эллипсоидов, согласно выражениям (28) и (29) по мере увеличения ординаты величина R_y возрастает (кривизна уменьшается), поэтому причислим эти поверхности к классу вытянутых сфероидов.

У сплюснутых сфероидов, на основании выражения (22), по мере увеличения ординаты величина R_y уменьшается (кривизна увеличивается), откуда и произошло название этого класса поверхностей.

Класс вытянутых сфероидов разграничен от класса сплюснутых сфероидов сферой, для которой кривизна для любых ее зон постоянна.

Для всех регулярных поверхностей можно дать общее уравнение их поверхности, выраженное через радиус кривизны центральной зоны R_0 и характеристику C .

Действительно, для анаберрационных поверхностей подставляем в выражение (12) значение $(f_1 + f_2)$ из выражения (26):

$$f_1 + f_2 = \frac{2R_0}{1-C},$$

после чего получаем уравнение анаберрационной поверхности в новом виде:

$$y^2 = 2R_0x - x^2(1-C). \quad (31a)$$

Таким же образом для сплюснутых сфероидов подставляем в выражение (23) вместо R_0 его значение из выражения (22), где b^2 заменяем через $(a^2 + c^2)$ на основании рис. 3:

$$y^2 = 2R_0x - \frac{(a^2 + c^2)}{a^2} x^2 = 2R_0x - x^2 \left(1 + \frac{c^2}{a^2}\right).$$

Но, согласно выражению (30), $\frac{c^2}{a^2} = C$; производя эту замену, получаем уравнение сплюснутых сфероидов в новом виде:

$$y^2 = 2R_0x - x^2(1-C). \quad (31b)$$

Таким образом все регулярные поверхности могут быть выражены одним общим уравнением:

$$y^2 = 2R_0x - x^2(1 - C), \quad (31)$$

откуда

$$x = \frac{R_0 - \sqrt{R_0^2 - y^2(1 - C)}}{1 - C}, \quad (32)$$

где R_0 — радиус кривизны центральной зоны и C — характеристика поверхности. Эти две последних величины (R_0 и C) вполне и со всех сторон характеризуют всякую заданную регулярную поверхность, таким образом этими величинами можно и задавать поверхность. В дальнейшем мы увидим, что любые аберрации для любых зон и для любых удалений светящейся точки, а также отклонения любых двух поверхностей друг от друга для любых зон могут быть найдены как функции этих двух основных величин: R_0 и C .

Из выражения (26) мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} C &= 1 - \frac{R_0}{a} \\ R_0 &= a(1 - C) \\ a &= \frac{R_0}{1 - C} \end{aligned} \right\}, \quad (33)$$

а из выражения (31) имеем:

$$C = 1 - \frac{y^2}{x(2a - x)}, \quad (34)$$

где $2a$ — расстояние между вершинами конического сечения, измеряемое вдоль оси поверхности и считаемое положительным, когда оно направлено от вершины в сторону центров кривизны поверхности.

§ 6. Частные случаи характеристики регулярных поверхностей

А) Сфера. Положив в выражениях (26) и (29) $f_1 = f_2 = R$, получаем:

$$C_{\text{сферы}} = 0, \quad (35a)$$

т. е. характеристика сферы равна нулю.

В) Эллипсоид. Положив в выражение (29): $f_1 \neq f_2$ при $f_1 > 0$ и $f_2 > 0$, получаем:

$$0 < C_{\text{эллипс.}} < 1, \quad (35b)$$

т. е. характеристика эллипсоида — правильная положительная дробь.

С) Параболоид. Положив в выражении (26) $f_1 = \infty$, получаем:

$$C_{\text{параб.}} = 1, \quad (35c)$$

т. е. характеристика параболоида равна единице.

Д) Гиперболоид. Положив в выражении (29): $f_1 \neq -f_2$ при $f_1 f_2 < 0$, получаем:

$$C_{\text{гип.}} > 1, \quad (35d)$$

т. е. характеристика гиперболоида больше единицы.

Е) Сплюснутый сфероид. Выражение (30) дает для всех сплюснутых сфероидов отрицательную характеристику:

$$C_{\text{сп. сф.}} < 0. \quad (35e)$$

Ф) Плоскость. Положив в выражении (26) или (29) $f_1 = -f_2$, получаем: во-первых, $C = -\infty$ и, во-вторых, $C = +\infty$; положив в выражении (26) $R_0 = \infty$ и $a = \infty$; получаем, в-третьих, неопределенность вида:

$$C = \frac{\infty}{\infty},$$

т. е. характеристика плоскости может принимать любые значения до $\pm \infty$ включительно, в зависимости от процесса получения данной плоскости.

Анализируя выражения (29) и (30), мы приходим к заключению, что плоскость можно рассматривать не только как предел, к которому стремятся все поверхности при безграничном увеличении R_0 , но и как предельный случай гиперболоидов, у которых $f_1 = -f_2$, т. е. у которых обе ветки гиперболы сливаются [выражение (29)], причем $C = +\infty$, и как предельный случай сплюснутых сфероидов, у которых при конечном значении a величина $c = \infty$, или при конечном значении c величина $a = 0$ [выражение (30)], причем $C = -\infty$.

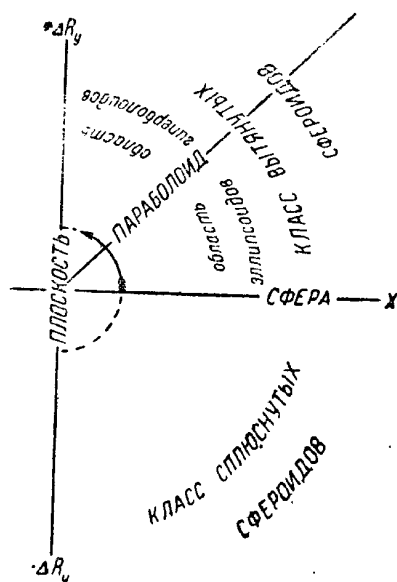


Рис. 5.

Так как $C = \frac{\Delta R_y}{x}$, то мы можем дать сводку нашего анализа в виде графика рис. 5. Если по осям откладывать принятые на этом графике величины, то характеристика поверхности окажется равной тангенсу угла между вектором и осью X-ов, т. е. $C = \operatorname{tg} \varphi$. Тогда верхний правый квадрант будет занят классом вытянутых сфероидов, а нижний правый квадрант — классом сплюснутых сфероидов. Эти два класса разграничены сферой ($C = 0$). Область эллипсоидов разграничена от области гиперболоидов параболоидом ($C = 1$), что графически выражено вектором параболоида, наклоненным на угол $\varphi = 45^\circ$ к оси X-ов.

Предельным значением для гиперболоидов и сплюснутых сфероидов является согласно нашему анализу плоскость ($C = \pm \infty$), что графически вы-

ражено осью Y-ов, для которой $\varphi = 90^\circ$. В двух остальных квадрантах не могут находиться характеристики регулярных поверхностей, так как согласно с нашим условием абсциссы поверхностей имеют только положительное значение.

Мы упоминали уже, что всякая регулярная поверхность может быть задана двумя своими параметрами: R_0 и C .

Во многих случаях, как например, в случае параболического зеркала для систем простых телескопов, мы имеем право не ограничивать величины R_0 строгим заданием и считать зеркало хорошим при любых значениях его главного фокусного расстояния, если оно имеет поверхность близкую к параболической. В этих случаях мы строго ограничиваем лишь величину C ; вот почему, становясь на эту точку зрения, можно сказать, что одинаково трудно приготовить зеркало любых характеристик при приблизительно равных прочих условиях, т. е. поперечниках зеркал, их относительных отверстиях и чувствительности методов испытания.

В этом отношении совершенно особое место занимает плоскость: для всякой плоскости всегда ставятся два ограничения и в смысле точного

воспроизведения величины R_0 ($R_0 = \infty$) и в смысле точного воспроизведения формы поверхности. Вот почему плоскости в этом отношении значительно труднее изготавливать, нежели иные поверхности из классов сплюснутых и вытянутых сфероидов с не строго ограниченной величиной R_0 .

Однако бывают случаи, когда и для неплоских зеркал даются строгие ограничения обоих параметров: R_0 и C . Пример этому мы имеем в системах сложных телескопов, где лишь вполне определенная как по радиусу кривизны, так и по характеристике поверхности создает в сочетании с другой данной поверхностью анаберрационную систему. В этом смысле, т. е. когда задается не только C , но и R_0 , одинаково трудно воспроизвести как плоскость, так и любую иную регулярную поверхность. Конечно, на трудность изготовления зеркал в огромной мере влияет чувствительность и рациональность метода испытания; в этом смысле, например, трудность изготовления выпуклых и вогнутых зеркал различна. В этом же смысле легче всего изготовить вогнутое сферическое зеркало, труднее — вогнутое параболическое, еще труднее — вогнутое гиперболическое или вогнутый сплюснутый сфероид. Однако это различие в трудности происходит от различия методов испытания, удобных и чувствительных в одних случаях и громоздких и малочувствительных в других случаях.

Для окончательного выяснения значения характеристики поверхности я приведу еще следующие рассуждения. При правильном режиме шлифования и полирования нормальной формой зеркала должна быть сферическая ($C=0$), ибо только две сферические поверхности при всевозможных движениях одной относительно другой могут соприкасаться всеми точками. Применением некоторых искусственных мер возможно деформировать сферическую поверхность, получая из нее ту или иную регулярную поверхность с заданной характеристикой. При этом приходится либо разворачивать край зеркала, либо углублять центр, либо углублять промежуточную зону. При больших относительных отверстиях и поперечниках зеркал приходится спланировывать немалое количество стекла, зависящее кроме того от абсолютной величины характеристики. Пусть мы имеем два равных по величине зеркала, имеющих одинаковые R_0 , из коих первое — сферическое ($C=0$), а второе — иной формы с некоторой характеристикой C . Нетрудно найти величину отклонения поверхности первого зеркала от второго для зоны y , для чего воспользуемся выражением (32) применительно к нашему случаю:

$$\begin{aligned} x_c - x_{c=0} = \Delta x &= \frac{R_0 - \sqrt{R_0^2 - y^2(1-C)}}{1-C} - \left(R_0 - \sqrt{R_0^2 - y^2} \right) \cong \\ &\cong \frac{y^4}{8R^3} C \cong -\frac{x^2}{2R} C. \end{aligned} \quad (36)$$

Как видим, отклонение регулярной поверхности от сферы пропорционально численному значению ее характеристики, и в этом смысле одинаково трудно произвести фигурацию сферы как на гиперboloид с характеристикой $C=+n$, так и на сплюснутый сфероид с характеристикой $C=-n$, при прочих, конечно, равных условиях.

Введем новую величину:

$$A_y = \frac{2y}{F_0} = \frac{4y}{R_0}, \quad (37)$$

которую назовем относительным отверстием зоны y . Обратную ее величину:

$$V_y = \frac{F_0}{2y} = \frac{R_0}{4y} \quad (37a)$$

назовем относительным фокусом зоны y .

Подставляя эти значения в выражение (36), получаем:

$$\Delta x_0^c \approx -\frac{A_y^3 2y}{1024} C, \quad (38)$$

т. е. отклонение регулярной поверхности от сферы пропорционально поперечнику зоны $2y$, кубу относительного отверстия зоны A_y^3 и характеристике C .

На основании выражения (38) можем дать общую формулу отклонения одной регулярной поверхности от другой:

$$\Delta x_{c_1}^{c_2} \approx \frac{2y A_y^3}{1024} (C_1 - C_2), \quad (39)$$

откуда заключаем, что количество сполниваемого при фигурации стекла пропорционально приращению характеристики полируемой поверхности.

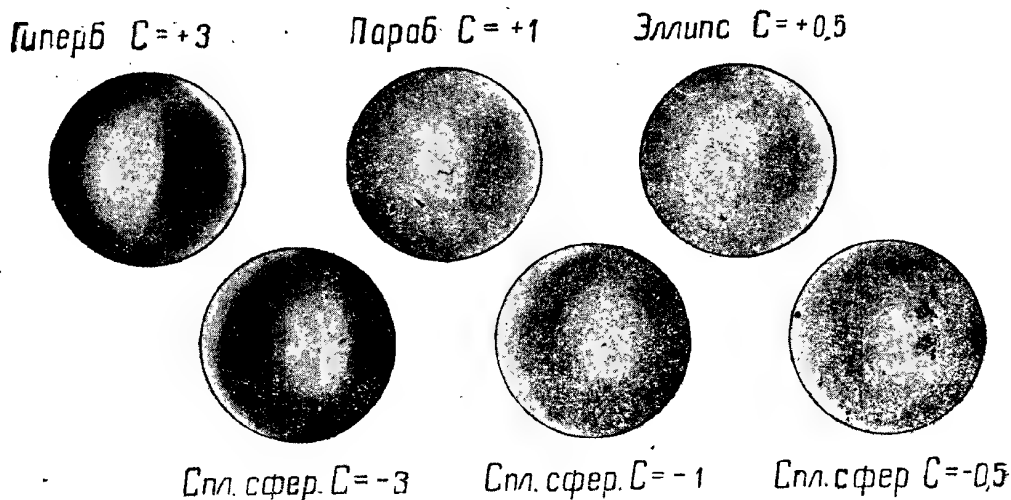


Рис. 6.

Наконец, при теневом испытании зеркал из центра кривизны при одинаковых их поперечниках и относительных отверстиях мы получаем одинаковую контрастность теней в тех случаях, когда характеристики двух поверхностей равны по абсолютному значению. На рис. 6 приведены примеры теневого рельефа различных поверхностей.

§ 7. Продольные аберрации регулярных поверхностей

Во многих случаях бывает необходимо определить продольную аберрацию заданной поверхности; такой случай имеет место, например, тогда, когда светящаяся точка не совпадает с анаберрационной точкой поверхности и когда при данном f_1 мы будем получать f_{2y} различные для различных зон.

Продольной аберрацией зоны y назовем величину:

$$\Delta f_{2y} = f_{2y} - f_{20} = \varphi(y, f_1, R_0 \text{ и } C). \quad (40)$$

Для нахождения ее значения обратимся к рис. 7, дающему следующие соотношения:

$$(f_1 - R_y) \sin \gamma = (R_y - f_{2y}) \sin \delta, \quad (41)$$

$$\left. \begin{aligned} 1) \delta &= 2\alpha - \gamma \\ 2) \sin \delta &= 2 \sin \alpha \cos \alpha \cos \gamma - (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha) \sin \gamma \\ 3) \sin \alpha &= \frac{y}{\sqrt{y^2 + (R_y - x)^2}}; \quad \cos \alpha = \frac{R_y - x}{\sqrt{y^2 + (R_y - x)^2}}; \quad \operatorname{ctg} \gamma = \frac{f_1 - x}{y} \end{aligned} \right\}. \quad (42)$$

На основании чего выражение (41) приводим к виду:

$$(f_1 - R_y) = (R_y - f_{2y}) \left[\frac{2(R_y - x)(f_1 - x) - (R_y - x)^2 + y^2}{y^2 + (R_y - x)^2} \right]. \quad (43)$$

Откуда получаем значение f_{2y} :

$$f_{2y} = \frac{f_1(R_y^2 - y^2 - x^2) - 2R_y(R_y x - y^2 - x^2)}{2f_1(R_y - x) - (R_y^2 - y^2 - x^2)}. \quad (44)$$

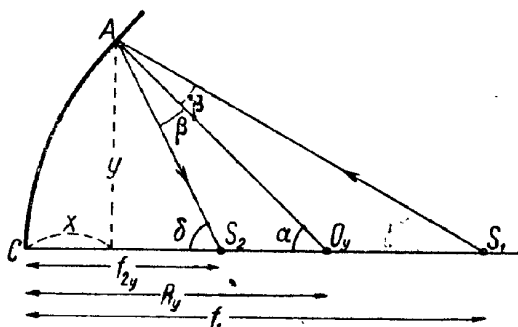


Рис. 7.

Помня, что: $y^2 = 2R_0 x - x^2 (1 - C)$ [выражение (31)] и что $R_y = R_0 + Cx$ [выражение (26)], получаем значение f_{2y} , выраженное через x , f_1 , R_0 и C :

$$f_{2y} = \frac{f_1 [R_0^2 - 2R_0 x (1 - C) - x^2 C (1 - C)] + 2R_0 x (R_0 + Cx)}{2f_1 [R_0 - x(1 - C)] - [R_0^2 - 2R_0 x (1 - C) - x^2 C (1 - C)]}. \quad (45)$$

Пренебрегая членами, содержащими x^2 , получаем приближенное значение f_{2y} в виде:

$$f_{2y} \approx \frac{R_0 f_1 (2f_1 - R_0) - 2x [f_1^2 (1 - C) - R_0 (2f_1 - R_0)]}{(2f_1 - R_0)^2}. \quad (46)$$

Как выражение (45), так и выражение (46) дает для центральной зоны значение f_{20} в виде:

$$f_{20} = \frac{R_0 f_1}{2f_1 - R_0}. \quad (47)$$

Отсюда можно определить продольную абберацию Δf_{2y} как разность $(f_{2y} - f_{20})$:

$$\Delta f_{2y} = - \frac{2x (R_0 + Cx) [f_1^2 (1 - C) - R_0 (2f_1 - R_0)]}{(2f_1 - R_0) [R_0 (2f_1 - R_0) - 2x (1 - C) (f_1 - R_0) + x^2 C (1 - C)]}, \quad (48)$$

$$\Delta f_{2y} \approx - \frac{2x [f_1^2 (1 - C) - R_0 (2f_1 - R_0)]}{(2f_1 - R_0)^2}. \quad (49)$$

Для частных случаев — сферы и параболоида — эти формулы значительно упрощаются при подстановке в первом случае: $C=0$ и во втором: $C=1$. Таким образом получаем:

$$\Delta f_{2y} \underset{\text{(сферы)}}{=} - \frac{2xR (f_1 - R)^2}{(f_1 - R) [R (2f_1 - R) - 2x (f_1 - R)]}, \quad (50)$$

$$\Delta f_{2y} \underset{\text{(сферы)}}{\approx} - \frac{2x (f_1 - R)^2}{(2f_1 - R)^2}, \quad (51)$$

$$\Delta f_{2y} \underset{\text{(параб.)}}{=} \frac{2x (R_0 + x)}{2f_1 - R_0} = \frac{x (2F + x)}{f_1 - F}, \quad (52)$$

$$\Delta f_{2y} \underset{\text{(параб.)}}{\approx} \frac{2Fx}{f_1 - F}. \quad (53)$$

Можно было бы выразить aberrации как функции не абсциссы x , а ординаты y , но такая зависимость выразится более сложными формулами, коих мы здесь не приводим. Однако в дальнейшем, когда будем говорить об ошибках приближенного вычисления, мы возвратимся к этой зависимости в новом, правда, ее освещении.

От продольных aberrаций вообще легко перейти к главным продольным aberrациям, полагая во всех предыдущих формулах настоящего параграфа $f_1 = \infty$; при этом f_{2y} заменяем через F_y и Δf_{2y} через ΔF_y .

Таким образом выражения (45), (46), (48) и (49) представляются в следующем виде для случая бесконечно удаленной светящейся точки ($f_1 = \infty$):

$$F_y = \frac{R_0^2 - 2R_0x(1-C) - x^2C(1-C)}{2[R_0 - x(1-C)]}, \quad (54)$$

$$F_y \approx \frac{R_0 - x(1-C)}{2}, \quad (55)$$

$$\Delta F_y = - \frac{x(R_0 + Cx)(1-C)}{2[R_0 - x(1-C)]}, \quad (56)$$

$$\Delta F_y \approx - \frac{x(1-C)}{2}. \quad (57)$$

Полагая $C=0$, получаем главные фокусные расстояния и главные продольные aberrации для сферы:

$$F_y \underset{\text{(сферы)}}{=} \frac{R(R-2x)}{2(R-x)} \approx \frac{R-x}{2}, \quad (58)$$

$$\Delta F_y \underset{\text{(сферы)}}{=} - \frac{Rx}{2(R-x)} \approx - \frac{x}{2}. \quad (59)$$

Полагая $C=1$, получаем для параболоида точное выражение его главного фокуса и главной продольной aberrации:

$$\left. \begin{aligned} F_y &= \frac{R_0}{2} = \text{const} \\ \Delta F_y &= 0 = \text{const} \end{aligned} \right\}, \quad (60)$$

что очевидно, так как параболоид является анаберрационной поверхностью для $f_1 = \infty$ и $f_2 = F$.

Обратившись к выражению (48), мы видим, что aberrация будет отсутствовать в том случае, когда числитель обращается в нуль; а для этого необходимо, чтобы:

$$f_1^2(1-C) - R_0(2f_1 - R_0) = 0. \quad (61)$$

Последнее уравнение дает следующие корни:

$$C = \frac{(f_1 - R_0)^2}{f_1^2} \quad (62)$$

и

$$f_1 = \frac{R_0 (1 \pm \sqrt{C})}{1 - C} = \frac{R_0}{(1 \pm \sqrt{C})}, \quad (63)$$

откуда мы заключаем, во-первых, что для любых значений f_1 и R_0 можно подобрать характеристику C , и притом обязательно положительную, при которой поверхность делается анаберрационной; и, во-вторых, что для любого R_0 и любой положительной характеристики $+C$ можно подобрать анаберрационное расстояние f_1 , которому уже на основании выражения (11) будет соответствовать второе строго определенное и с ним сопряженное анаберрационное расстояние f_2 .

С этими выводами мы познакомились уже раньше, и они лишний раз подтверждают то положение, что сплюснутые сфероиды ($C < 0$) не являются анаберрационными поверхностями.

§ 8. Перечисление продольных aberrаций при переходе от одних f_1 к другим

Продольная aberrация любой отражающей поверхности, являясь функцией от величин x , y , R_y , R_0 и f_1 , меняет свое значение при изменении величины f_1 ; при этом, очевидно, величины x , y , R_y и R_0 , как величины, присущие зеркалу, но не положению светящейся точки, остаются неизменными.

Переход от одних продольных aberrаций к другим важно уметь совершать, так как, с одной стороны, при многих методах испытания анаберрационных поверхностей светящаяся точка может не совпадать с анаберрационной, и, с другой стороны, при испытании сплюснутых сфероидов мы даже не можем задаваться каким-либо определенным положением светящейся точки, а производим испытание при наиболее удобном для нас f_1 .

Раз встает вопрос об испытании некоторых вещественных зеркал, сделанных рукою человека, мы не имеем права вводить в наши перечисления характеристики зеркала, так как характеристики для различных зон зеркала могут оказаться различными: хотя мастер и стремится получить заданную регулярную поверхность, он получает ее лишь с большим или меньшим приближением.

Испытание и имеет целью определить отклонение данной вещественной поверхности от заданной теоретической.

Поэтому мы вправе располагать лишь величинами x , y , R_y , R_0 и f_1 и по этим величинам определять продольную aberrацию для любых f_1 .

Обратившись к рис. 8 со знакомыми уже нам обозначениями, поведем рассуждения в следующем порядке:

$$\frac{f_{2y} - F_y}{AF_y} = \frac{\sin \beta}{\sin \gamma},$$

но $\gamma = \alpha - \beta$, а потому:

$$\frac{f_{2y} - F_y}{AF_y} = \frac{1}{\sin \alpha \operatorname{ctg} \beta - \cos \alpha}.$$

Принимая во внимание, что:

$$\sin \alpha = \frac{y}{AF_y}; \quad \cos \alpha = \frac{F_y - x}{AF_y}; \quad \operatorname{ctg} \beta = \frac{f_1 - x}{y}; \quad AF_y = \sqrt{y^2 + (F_y - x)^2},$$

получаем уравнение сопряженных расстояний зоны y в следующем простом виде:

$$(f_{2y} - F_y)(f_1 - F_y) = (\overline{AF}_y)^2, \quad (64)$$

откуда:

$$f_{2y} = \frac{F_y(f_1 - 2x) + y^2 + x^2}{(f_1 - F_y)}. \quad (65)$$

Полагая, что: $f_{2y} = f_{20} + \Delta f_{2y}$ и $F_y = F_0 + \Delta F_y$, мы можем выражение (65) представить в новом виде:

$$f_{20} + \Delta f_{2y} = \frac{(F_0 + \Delta F_y)(f_1 - 2x) + y^2 + x^2}{f_1 - F_0 - \Delta F_y}, \quad (66)$$

что дает величину главной продольной аберрации в виде:

$$\Delta F_y = \frac{(f_1 - F_0)(f_{20} + \Delta f_{2y}) - F_0(f_1 - 2x) - y^2 - x^2}{f_1 + f_{20} + \Delta f_{2y} - 2x}. \quad (67)$$

Принимая во внимание, что для центральных лучей:

$$F_0 = \frac{f_1 f_{20}}{f_1 + f_{20}}, \quad (68)$$

мы получаем точное и приближенное значение главной продольной аберрации ΔF_y как функцию от аберрации Δf_{2y} , измеренной с конечного расстояния f_1 :

$$\Delta F_y = \frac{\Delta f_{2y} f_1^2 + 2f_1 f_{20} x - (f_1 + f_{20})(y^2 + x^2)}{(f_1 + f_{20})(f_1 + f_{20} + \Delta f_{2y} - 2x)}, \quad (69)$$

$$\Delta F_y \approx \Delta f_{2y} \frac{f_1^2}{(f_1 + f_{20})^2} - \frac{y^2}{2(f_1 + f_{20})}. \quad (70)$$

Последняя формула имеет широкое применение как в методе Гартмана, так и в ножевом при испытании параболического, например, зеркала с конечного расстояния f_1 .

В случае, если бы мы испытывали зеркало из центра кривизны, т. е. при $f_1 = f_{20} = R_0 = 2F_0$, и определили бы в этом случае продольную аберрацию Δf_{2y} , то величина главной продольной аберрации была бы равна:

$$\Delta F_y \approx \frac{\Delta f_{2y}}{4} - \frac{y^2}{4R_0} \approx \frac{\Delta f_{2y} - 2x}{4}, \quad (71)$$

что дает новую зависимость для аберраций параболического зеркала ($\Delta F_y = 0$) при испытании его с двойного фокусного расстояния:

$$\Delta f_{2y} \underset{\text{(параб)}}{\approx} 2x. \quad (72)$$

§ 9. Отклонение поверхности зеркала от заданной теоретической

В § 6 мы говорили, что поверхность может быть задана либо характеристикой и радиусом кривизны центральной зоны, либо только одной характеристикой, причем радиус кривизны может изменяться в довольно широких пределах.

Этот последний случай мы и положим в основу при определении отклонения поверхности от заданной.

Раз поверхность задается только величиной ее характеристики C , то R_0 может очевидно иметь любые значения, а потому для R_0 заданной поверхности мы возьмем то же значение, что и у R_0 нашего зеркала: иными словами, поверхности, испытываемая и заданная теоретическая, имеют одинаковую кривизну центральной зоны. Задача сводится к определению линейных отклонений h_y одной поверхности от другой для любых зон.

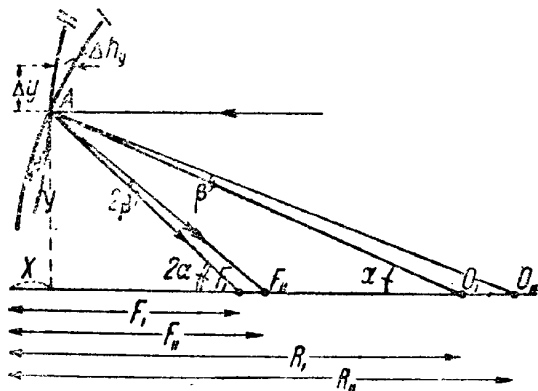


Рис. 9.

На рис. 9 поверхность I есть заданная с характеристикой C ; поверхность II — поверхность испытываемого зеркала; R_I и R_{II} — абсциссы точек пересечения нормалей, а F_I и F_{II} — главные фокусные расстояния

этих двух поверхностей для некоторой зоны y (почему и значки y при этих величинах мы опускаем).

Угол β между нашими поверхностями весьма мал. Давая y приращение Δy , мы получаем приращение отклонения II поверхности от I: Δh_y , причем:

$$\Delta h_y \approx \Delta y \beta. \quad (73)$$

Но из рис. 9 мы имеем:

$$\frac{R_{II} - R_I}{R} = \frac{R_0 + \Delta R_{II} - R_0 - \Delta R_I}{R} \approx \frac{\beta}{\sin \alpha} \approx \frac{\beta R}{y}$$

и

$$\frac{F_{II} - F_I}{F} = \frac{F_0 + \Delta F_{II} - F_0 - \Delta F_I}{F} \approx \frac{2\beta}{\sin 2\alpha} \approx \frac{2\beta F}{y},$$

откуда:

$$\left. \begin{aligned} \beta &\approx \frac{y(\Delta R_{II} - \Delta R_I)}{R^2} \\ \beta &\approx \frac{y(\Delta F_{II} - \Delta F_I)}{2F^2} \end{aligned} \right\}. \quad (74)$$

и

Подставляя эти значения β в выражение (73), получаем:

$$\left. \begin{aligned} \Delta h_y &\approx \frac{y \Delta y (\Delta R_{II} - \Delta R_I)}{R^2} \\ \Delta h_y &\approx \frac{y \Delta y (\Delta F_{II} - \Delta F_I)}{2F^2} \end{aligned} \right\}. \quad (75)$$

и

Так как функции наши непрерывны, мы имеем право от конечных приращений перейти к дифференциальным уравнениям в следующем виде:

$$dh_y \approx \frac{y dy (dR_{II} - dR_I)}{R^2}, \quad (76)$$

или

$$dh_y \cong \frac{y dy (dF_{II} - dF_I)}{2F^2}. \quad (77)$$

Полное отклонение одной поверхности от другой для зоны y , накопившееся от вершины C , где обе поверхности сливаются, до зоны y , определится как интеграл данных функций от 0 до y :

$$h_y \cong \frac{1}{R^2} \int_0^y y dy (dR_{II} - dR_I), \quad (78)$$

или

$$h_y \cong \frac{1}{2F^2} \int_0^y y dy (dF_{II} - dF_I). \quad (79)$$

Вводим новую переменную величину q :

$$\left. \begin{array}{l} q = \frac{y^2}{H^2} \\ y dy = \frac{H^2 dq}{2} \\ y^2 = H^2 q \end{array} \right\} \quad \text{откуда} \quad (80)$$

Здесь $H = \frac{D}{2}$ есть половина поперечника зеркала, т. е. величина для данного зеркала постоянная.

На основании выражения (80) представляем выражения (78) и (79) в новом виде:

$$h_q \cong \frac{H^2}{2R^2} \left[\int_0^q dR_{II} dq - \int_0^q dR_I dq \right], \quad (81)$$

или

$$h_q \cong \frac{H^2}{4F^2} \left[\int_0^q dF_{II} dq - \int_0^q dF_I dq \right]. \quad (82)$$

Так как поверхность I есть регулярная поверхность с некоторой характеристикой C , то на основании выражений (14), (26) и (57) мы имеем:

$$\int_0^q dR_I dq \cong \int_0^q Cx dq \cong C \int_0^q \frac{y^2}{2R} dq \cong \frac{CH^2}{2R} \int_0^q q dq \cong \frac{CH^2 q^2}{4R} \quad (83)$$

и

$$\begin{aligned} \int_0^q dF_I dq &\cong \int_0^q -\frac{x(1-C)}{2} dq \cong -\frac{(1-C)}{2} \int_0^q \frac{y^2}{4F} dq \cong \\ &\cong -\frac{(1-C)H^2}{8F} \int_0^q q dq \cong -\frac{(1-C)H^2 q^2}{16F}. \end{aligned} \quad (84)$$

Подставляя эти значения в выражения (81) и (82), получаем:

$$h_q \approx \frac{H^2}{2R^2} \int_0^q dR_{II} dq - \frac{CH^4 q^2}{8R^3} \approx \frac{H^2}{2R^2} \sum_0^q \Delta R_{II} \Delta q - \frac{CH^4 q^2}{8R^3} \quad (85)$$

или

$$h_q \approx \frac{H^2}{4F^2} \int_0^q dF_{II} dq + \frac{(1-C) H^4 q^2}{64F^3} \approx \frac{H^2}{4F^2} \sum_0^q \Delta F_{II} \Delta q + \frac{(1-C) H^4 q^2}{64F^3}. \quad (86)$$

Первый член включает в себя абберации испытываемого зеркала и может быть вычислен путем механического интегрирования, так как по ходу испытания зеркал мы получаем конечные приращения: ΔR , ΔF и Δq . Второй член зависит от переменной величины q , т. е. косвенно от зоны, и от постоянных величин: характеристики, поперечника и радиуса кривизны или фокуса зеркала.

В тех случаях, когда принятый нами метод испытания дает нам величины ΔR_y , удобнее пользоваться выражением (85); в тех же случаях, когда метод испытания дает величины ΔF_y , удобнее пользоваться выражением (86).

В случае определения отклонения поверхности зеркала от сферы ($C=0$), выражение (85), дает нам:

$$h_q \approx \frac{H^2}{2R^2} \sum_0^q \Delta R_{II} \Delta q. \quad (87)$$

(от сферы)

В случае определения отклонения поверхности зеркала от параболоида ($C=1$), выражение (86) дает нам:

$$h_q \approx \frac{H^2}{4F^2} \sum_0^q \Delta F_{II} \Delta q. \quad (88)$$

(от параб.)

Мы уже ввели в своем месте [выражение (37)] величину относительного отверстия: $A_y = \frac{2y}{F} = \frac{4y}{R}$, подставляя каковую в выражения (85) и (86), получаем их в новом виде:

$$h_q \approx \frac{A_H^2}{32} \sum_0^q \Delta R_{II} \Delta q - \frac{CA_H^3 D}{1024} q^2 \quad (89)$$

или

$$h_q \approx \frac{A_H^2}{16} \sum_0^q \Delta F_{II} \Delta q + \frac{(1-C) A_H^3 D}{1024} q^2, \quad (90)$$

где A_H — относительное отверстие испытываемого зеркала, D — его поперечник.

Парные формулы для h_q даны, как я уже заметил, для того, чтобы в зависимости от метода испытания пользоваться той или иной формулой без перечисления величины ΔR_y на ΔF_y и, наоборот, совершаемого согласно выражениям (7) и (8). В случае же необходимости такого перечисления можно пользоваться приближенными значениями выражений (7) и (8) в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \Delta F_y &\approx \frac{\Delta R_y - x}{2} \\ \Delta R_y &\approx 2\Delta F_y + x \end{aligned} \right\}. \quad (91)$$

и

§ 10. Отклонение поверхности зеркала от ближайшей теоретической

Теоретическая поверхность предыдущего параграфа проходила через вершину зеркала и при заданной характеристике S имела общий с зеркалом радиус кривизны центральной зоны R_0 ; при этом такая поверхность могла в значительной степени отступать, например у краев зеркала, от его поверхности. Очевидно, вообще можно выбрать некоторую новую поверхность с новым R_0 , но с прежней характеристикой S , которая будет значительно меньше отклоняться от поверхности исследуемого зеркала.

Назовем до некоторой степени произвольно ближайшей к зеркалу теоретической поверхностью такую, которая при заданной характеристике S соприкасается с вершиной и краями зеркала, т. е. у которой: $h_0 = h_n = 0$.

Мне возразят, что во многих случаях можно провести теоретическую поверхность некоторым иным образом, при котором она может дать еще меньшие отклонения от поверхности зеркала, и таким образом называемая мною „ближайшая“ поверхность не всегда оправдывает свое название.

На это я позволю себе заметить следующее: если поверхность зеркала регулярная или достаточно близкая к таковой, то моя „ближайшая“ поверхность вполне оправдывает свое название; если же поверхность зеркала нерегулярная, с большими зональными или местными неправильностями, то в этом случае наибольшее отклонение поверхности зеркала от „ближайшей“ в моем смысле слова теоретической поверхности может иногда оказаться несколько преувеличенным, но именно для этого случая я и хочу поставить требования более строгие.

Величиной наибольшего отклонения поверхности зеркала от ближайшей теоретической принято оценивать качество зеркал; зеркала же с неплавной поверхностью, с большим количеством зональных ошибок, создают изображения худшие, нежели зеркала с плавной поверхностью при одинаковых наибольших отклонениях, ибо неправильность, сосредоточенная на узкой зоне, даст поперечную аберрацию большую, нежели если бы эта же неправильность была распределена по всей поверхности зеркала при плавном ее нарастании и убывании.¹

На рис. 10 пояснены приведенные рассуждения: здесь на фиг. а изображены отклонения трех зеркал от ближайшей теоретической поверхности; у зеркала I наибольшее отклонение h_1 вдвое больше, нежели у зеркала II и III, чем и определяются его более низкие качества по сравнению, во всяком случае, с зеркалом II. Однако при равенстве наибольшего отклонения у зеркала II и III можно утверждать, что зеркало II лучше III, так как его поверхность, во всяком случае, принадлежит к достаточно плавным поверхностям, тогда как поверхность зеркала III имеет много зональных неправильностей. На фиг. б изображена некоторая нерегулярная поверхность, наибольшее отклонение которой от „ближайшей“ в моем смысле слова заданной поверхности: $h_{\max} = h_1 + h_2$. Можно провести некоторую новую поверхность

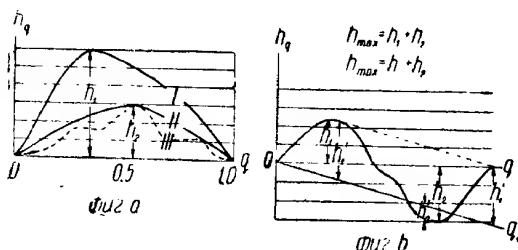


Рис. 10

с заданной характеристикой, что выразится поворотом оси oq в новое положение oq_1 , при которой минимум h_2' будет лежать между двумя рав-

¹ Подобное заключение, во всяком случае, справедливо тогда, когда отклонения поверхности зеркала еще достаточно велики.

ными максимумами h_1' , и при этом окажется, что новое наибольшее отклонение: $h_{\max}' = h_1' + h_2'$ окажется меньше прежнего:

$$h_{\max}' < h_{\max}. \quad (92)$$

Однако я умышленно не допускаю такого перечисления отклонения для подобных неплавных зеркал и оставляю величиной наибольшего отклонения, характеризующей качество зеркал, величину $h_{\max} = h_1 + h_2$, т. е. наибольшее отклонение поверхности зеркала от теоретической, проходящей через центр и край зеркала.

Резюмируя все вышеизложенное, скажем, что при оценке качества зеркала нужно принимать во внимание не только величину наибольшего отклонения поверхности зеркала от ближайшей теоретической, но и характер кривой отклонений в смысле плавности поверхности. Само собой разумеется, что при оценке зеркала учитывается также и астигматизм зеркала.

Переход от отклонений предыдущего параграфа к отклонениям от ближайшей теоретической поверхности совершается следующим образом (рис. 11). Пусть поверхность II есть поверхность испытываемого зеркала;

пусть поверхность I есть теоретическая, имеющая R_0 общее с R_0 центральной зоны поверхности зеркала; и, наконец, пусть поверхность III есть ближайшая к зеркалу теоретическая поверхность. Отклонение AB поверхности II от поверхности I для зоны $y = \varphi(q)$ вычисляется по формулам (85), (86), (89) и (90). Задача же наша сводится к определению величины CB—отклонения поверхности зеркала (II) от ближайшей теоретической (III), а потому найдем сперва величину AC, т. е. отклонение поверхности III от поверхности I; поверхности I и III имеют очевидно общую характеристику C и расходятся у края зеркала на наибольшую величину $MN = h_{q=1} = h_n$, каковая находится по любому из выражений (85), (86), (89) или (90), если положить в них $q=1$. Таким образом:

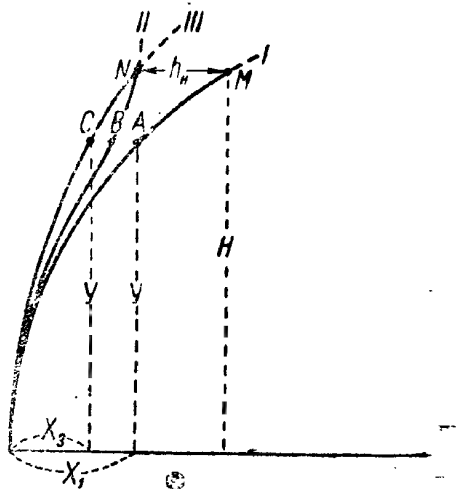


Рис. 11.

$$\begin{aligned} h_{q=1} = h_n &\approx \frac{H^2}{2R^2} \sum_0^1 \Delta R_{II} \Delta q - \frac{H^4}{8R^3} C \approx \\ &\approx \frac{H^2}{4F^2} \sum_0^1 \Delta F_{II} \Delta q + \frac{H^4}{64F^3} (1 - C) \approx \\ &\approx \frac{A_n^2}{32} \sum_0^1 \Delta R_{II} \Delta q - \frac{A_n^3 D}{1024} C \approx \\ &\approx \frac{A_n^2}{16} \sum_0^1 \Delta F_{II} \Delta q + \frac{A_n^3 D}{1024} (1 - C). \end{aligned} \quad (93)$$

Отклонение поверхности III от поверхности I для зоны y приближенно равно:

$$AC = x_1 - x_3 \approx \frac{y^2}{2R_{0_1}} - \frac{y^2}{2R_{0_3}} \approx \frac{y_2}{2} \left(\frac{1}{R_{0_1}} - \frac{1}{R_{0_3}} \right). \quad (94)$$

Заменяя y через H , находим отклонение между этими поверхностями у края, которое мы назвали через $h_{q=1}=h_n$, а потому:

$$h_n \cong \frac{H^2}{2} \left(\frac{1}{R_{01}} - \frac{1}{R_{03}} \right). \quad (95)$$

Поэтому выражение (94) переписывается на основании выражений (95) и (80) в новом виде:

$$AC \cong \frac{h_n y^2}{H^2} = h_n q. \quad (96)$$

Обращаясь к рис. 11, находим интересующую нас величину h_q^0 отклонения поверхности зеркала от ближайшей теоретической для зоны q , или, что равносильно, для зоны y :

$$CB = AC - AB,$$

т. е.

$$h_q^0 \cong h_n q - h_q. \quad (97)$$

При $q=0$ и $q=1$ выражение (97) обращается в нуль, что и согласуется с нашим определением ближайшей теоретической поверхности.

§ 11. Взаимные отклонения регулярных поверхностей

Пусть заданы две регулярные поверхности с характеристиками C_1 и C_2 , сливающиеся в центральной зоне, т. е. имеющие общий R_0 . Отклонение второй поверхности от первой на основании выражения (85) или (89) выразится в весьма простой форме:

$$\text{или} \quad \left. \begin{aligned} h_q &\cong \frac{H^4 (C_2 - C_1)}{8 R^3} q^2 \\ h_q &\cong \frac{A_n^3 D (C_2 - C_1)}{1024} q^2 \end{aligned} \right\}. \quad (98)$$

Вводя вместо q его значение из выражения (80), мы можем представить и в ином виде эту зависимость:

$$h_y \cong \frac{A_y^3 y}{512} (C_2 - C_1). \quad (99)$$

Таким образом отклонение одной регулярной поверхности от другой (при общем R_0) пропорционально: кубу относительного отверстия зоны (A_y^3), ординате зоны (y) и разности характеристик этих регулярных поверхностей ($C_2 - C_1$).

Нетрудно найти и отклонение некоторой регулярной поверхности с характеристикой C_2 от ближайшей к ней регулярной поверхности с характеристикой C_1 , значение коего определяем из выражения (97), где согласно выражению (98):

$$h_n \cong \frac{A_n^3 D}{1024} (C_2 - C_1) \cong \frac{H^4}{8 R^3} (C_2 - C_1), \quad (100)$$

поэтому

$$h_q^0 \cong \frac{A_n^3 D (C_2 - C_1)}{1024} (1 - q) q \cong \frac{H^4 (C_2 - C_1)}{8 R^3} (1 - q) q. \quad (101)$$

Для нахождения максимального отклонения ($h_{\max}^0$) приравняем производную выражения (101) нулю:

$$(h_q^0)' = \frac{A_n^3 D (C_2 - C_1)}{1024} (1 - 2q) = 0. \quad (102)$$

Но при $C_2 \neq C_1$ последнее равенство возможно лишь в том случае, когда:

$$1 - 2q = 0,$$

откуда определяется зона, дающая наибольшее отклонение:

$$q = 0,5, \quad (103)$$

что на основании выражения (80) соответствует:

$$y = \frac{H\sqrt{2}}{2} \approx 0,7H. \quad (104)$$

Подставляя значение q из выражения (103) в выражение (101), получаем величину наибольшего отклонения регулярной поверхности от ближайшей регулярной:

$$\begin{aligned} h_{\max}^0 &\approx \frac{H^4}{32R^3} (C_2 - C_1) \approx \\ &\approx \frac{A_n^3 D}{4096} (C_2 - C_1), \end{aligned} \quad (105)$$

т. е.

$$h_{\max}^0 = \frac{h_n}{4}. \quad (105a)$$

Пользуясь выражениями (101) и (105), составим на частном примере кривые отклонений, например, гиперboloида с характеристикой

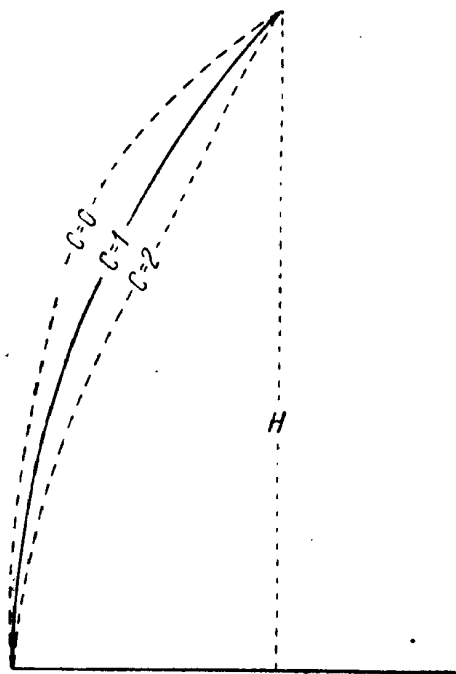


Рис. 12.

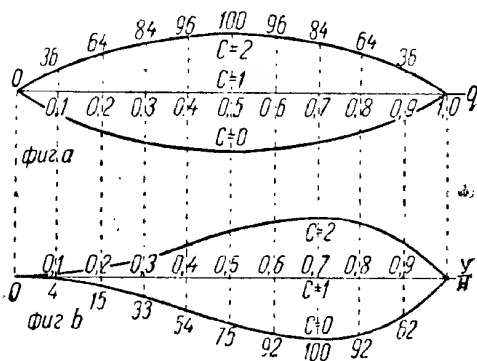


Рис. 13.

+ 2 и сферы ($C=0$) от ближайшего к ним параболоида ($C=1$). На рис. 12 в преувеличенном виде представлены сечения этих трех поверхностей, а на рис. 13 фиг. а и фиг. б — кривые отклонений, пропорциональные указанным на рисунке числам; фиг. а и фиг. б совершенно равноценны, только в первом случае по оси X -ов мы откладываем величины q , а во втором случае величины y .

Мы уже говорили о степени трудности фигурации поверхностей, и если при нормальном режиме полирования поверхность должна получаться сферической ($C=0$), то мерой трудности фигурации в значительной степени будет являться величина наибольшего отклонения поверхности от ближайшей сферы, а эта величина согласно выражению (105) равна:

$$h_{\max}^0 \approx \frac{H^4}{32R^3} (\pm C) \approx \frac{A_n^3 D}{4096} (\pm C), \quad (106)$$

(от сферы)

т. е. она пропорциональна кубу относительного отверстия зеркала, его диаметру и абсолютной величине характеристики его поверхности.

Табл. I, составленная на основании выражения (106), дает величину наибольшего отклонения, выраженную в миллимикронах, от ближайшей сферы для различных зеркал при характеристике ± 1 .

ТАБЛИЦА I

$$h_{\max}^0 (C=\pm 1) = \pm \frac{A_N^3 D \cdot 10^6}{4096} \text{ мк}$$

ТАБЛИЦА II

$A_N \backslash D_{\text{мм}}$	100	200	500	1000	2500
1:3,5	569	1140	2850	5690	14200
1:5	195	390	976	1950	4880
1:7	71	142	356	711	1780
1:10	24	49	122	244	610

$A_N \backslash D_{\text{мм}}$	100	200	500	1000	2500
1:3,5	1,05	2,10	5,27	10,5	26,4
1:5	0,36	0,72	1,80	3,61	9,02
1:7	0,13	0,26	0,66	1,32	3,30
1:10	0,05	0,09	0,23	0,45	1,13

В случае иных характеристик, отличных от ± 1 , необходимо очевидно умножать числа таблицы на абсолютную величину характеристики. Табл. II дает те же значения, выраженные в волнах, причем принята $\lambda = 540 \text{ мк}$.

При известных условиях сферическое зеркало может оказаться на практике первоклассным параболоидом; для этого необходимо, чтобы его наибольшее отклонение от ближайшего параболоида не превышало некоторой определенной для первого класса величины. Такою величиной Государственный оптический институт считает $\frac{1}{20} \lambda$. Полагая в выражении (105) $C_2 = 0$ и $C_1 = 1$ и приравнявая это выражение $\frac{1}{20} \lambda$, мы получаем выражение для допустимого поперечника ($D_{\max}$) сферического зеркала, являющегося в то же самое время первоклассным практическим параболоидом:

$$\frac{A_N^3 D_{\max}}{4096} = \frac{\lambda}{20},$$

откуда

$$D_{\max} \cong \frac{0,11}{A_N^3} = 0,11 V_N^3, \quad (107)$$

что можно представить в виде табл. III, где даны наибольшие допустимые в нашем смысле поперечники сферических зеркал, как функции относительного отверстия.

ТАБЛИЦА III

$$D_{\max} = 0,11 V_N^3 \text{ мм}$$

A_N	1:2	1:3	1:4	1:5	1:6	1:7	1:8	1:9	1:10	1:12	1:15	1:20
$V_N^3 \dots$	8	27	64	125	216	343	512	729	1000	1728	3375	8000
$D_{\max} \dots$	0,88	2,97	7,04	13,75	23,8	37,7	56,3	80,2	110,0	190	371	880

Эти рассуждения имеют большое практическое значение, и в виде примеров я приведу следующее.

Можно поставить массовое производство школьных дешевых телескопов с поперечником, например, около 4 дюймов, при этом, для того чтобы зеркала их оказались первоклассными параболами, достаточно придавать им первоклассную сферическую форму со всеми вытекающими отсюда преимуществами, при относительном отворстии около 1:10. При меньших светосилах можно доводить поперечники сферических зеркал до весьма солидных размеров, конечно, в соответствии с выражением (107), и при этом телескопы с такими зеркалами будут создавать такие же совершенные изображения, как и с зеркалами идеально параболическими (случай длиннофокусного солнечного телескопа).

Аналогичные рассуждения для иных регулярных поверхностей я приведу в дальнейшем при разборе методов испытания зеркал.

§ 12. Примерный расчет испытания зеркала и понятие о наивыгоднейшей теоретической поверхности

В дополнение к весьма ценной работе М. Ф. Романовой¹ и для лучшего усвоения материала части I моего труда я позволю себе на частном примере проследить за ходом исследования поверхности зеркала.

Для примера дано вогнутое зеркало с поперечником $D = 2H = 200$ мм; оно испытывалось по Гартманну с расстояния $f_1 = 10000$ мм, при этом получилось $f_2 = 1000$ мм, откуда на основании выражения (68) находим величину главного фокусного расстояния зеркала: $F \cong 909$ мм. Требуется определить отклонения такого зеркала, например, от гиперболоида с характеристикой $C = +3$. В результате испытания мы получили продольные aberrации Δf_y для различных зон, которые заносим в табл. IV и тут же пересчитываем их согласно выражению (70) на главные продольные aberrации ΔF_y .

ТАБЛИЦА IV

Зона y	0	30	60	80	100
$q = \frac{y^2}{H^2} \dots \dots \dots$	0	0,09	0,36	0,64	1,00
Наблюдаемое $\Delta f_y \dots \dots$	0	+0,3	+2,0	+5,6	+6,2
Вычисленное $\Delta F_y \dots \dots$	0	+0,21	+1,49	+4,34	+4,67

На рис. 14 представлена кривая главных продольных aberrаций ΔF_y , или, что равносильно, ΔF_q . Вся заштрихованная площадь представляет собою первый член выражения (86) при $q = 1$. Для вычисления h_q из выражения (86) будем производить механическое интегрирование, беря для каждого участка ΔF как среднее арифметическое из его крайних значений. Вычисления в их последовательности заключим в табл. V.

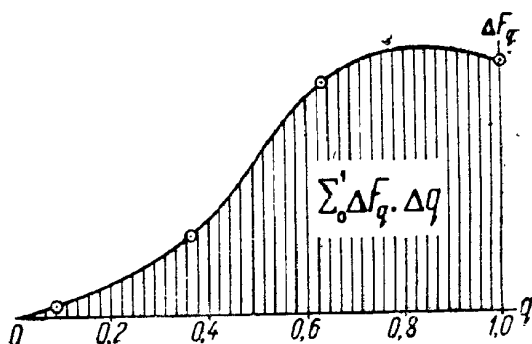


Рис. 14.

¹ М. Ф. Романова, Исследование параболических зеркал методом Гартманна, Труды ГОИ, вып. 35, Лгр. 1927.

ТАБЛИЦА V

y	0	30	60	80	100	I
q	0,00	0,09	0,36	0,64	1,00	II
$\Delta F_{\text{средн.}}$	—	0,105	0,640	2,92	4,51	III
Δq	—	0,09	0,27	0,28	0,36	IV
$\Delta F_q \Delta q$	0	0,009	0,173	0,818	1,624	V
$\frac{q}{0} \Sigma \Delta F \Delta q$	0	0,009	0,182	1,000	2,624	VI
$\frac{H^2 q}{4F^2_0} \Sigma \Delta F \Delta q \text{ } \mu\mu$. .	0	27	564	3000	7870	VII
$\frac{H^4 (1-C)}{64 F^3} q^2 \text{ } \mu\mu$. .	0	— 33	— 541	— 1710	— 4160	VIII
$h_q \text{ } \mu\mu$	0	— 6	+ 5	+ 1290	+ 3710	IX
$h_H q \text{ } \mu\mu$	0	+ 334	+ 1336	+ 2374	+ 3710	X
$h_q^0 \text{ } \mu\mu$	0	+ 340	+ 1331	+ 1084	0	XI
$\frac{h_q^0}{\lambda}$	0	+ 0,6	+ 2,5	+ 2,0	0	XII

В таблице строки VI—IX взяты из выражения (86), строка X—из выражения (86) или (93) и строка XI—из выражения (97).

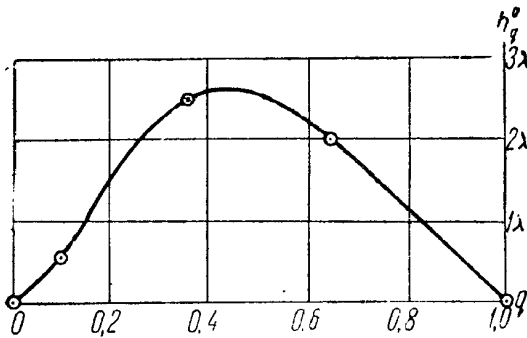


Рис. 15.

В последней строке XII даны отклонения поверхности зеркала от ближайшего гиперboloида ($C = +3$), выраженные в долях волны ($\lambda = 540 \text{ } \mu\mu$); эти отклонения мы изобразим на рис. 15. Для целей практических удобнее по оси X -ов откладывать вместо величины q величину ординаты y или, что равносильно, величину $\frac{y}{H}$. Поэтому на рис. 16 мы и представим отклонения поверхности на-

шего зеркала, дав их кривую для всего диаметра зеркала, а не для полу-

диаметра, как давали раньше. Таким образом наше зеркало является сильно перекорректированной поверхностью по сравнению с гиперboloидом ($C = +3$), и при дальнейшей его фигурации мастеру придется снять промежуточную часть зеркала, не трогая краев и центра. По рис. 16 мастер может судить как о величине, так и о положении подлежащей дальнейшему сполированию массы стекла.

О степени плавности поверхности по столь малому числу испытанных точек в нашем примере мы судить не можем; по ходу же aberrаций можно предугадать, что приведенное здесь зеркало не является плавной поверхностью.

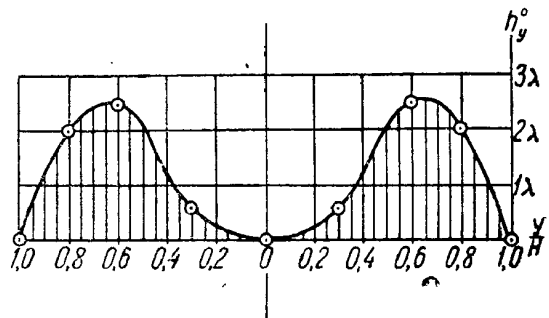


Рис. 16.

В заключение позволю себе привести кривые отклонения от ближайшего параболоида двух зеркал (№ 1, М. и № 2, М.) моей работы, полученные в результате их испытания по методу Гартманна М. Ф. Романовой в Государственном оптическом институте в декабре 1930 года (рис. 17—19).

Оба эти зеркала являются недокорректированными параболоидами. Первое из них, более мощное как по своим размерам, так и по относительному отверстию, имеет наибольшее отклонение от ближайшего параболоида $\frac{1}{25}\lambda$, а второе $\frac{1}{50}\lambda$; таким образом оба зеркала лежат внутри первого класса оценки.

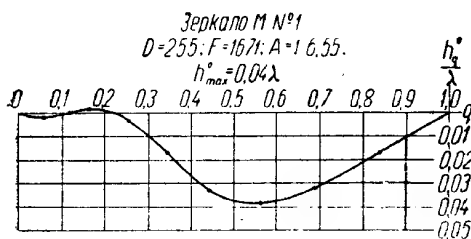


Рис. 17.

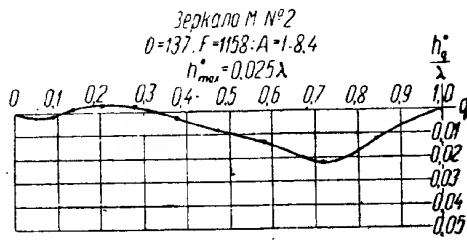


Рис. 18.

Поверхности зеркал достаточно плавные, что подтверждается и теневым испытанием и, вероятно, должно подтвердиться фокограммами зеркал. Астигматизм этих зеркал оказался также ниже допусков первого класса.

Изображения звезд и планет, создаваемые этими зеркалами в телескопах, не оставляют желать ничего лучшего, и оба зеркала в благоприятные ночи разрешали теоретически предельные для их размеров звездные пары, звездные же диски представляли отчетливую дифракционную картину на вполне черном фоне.

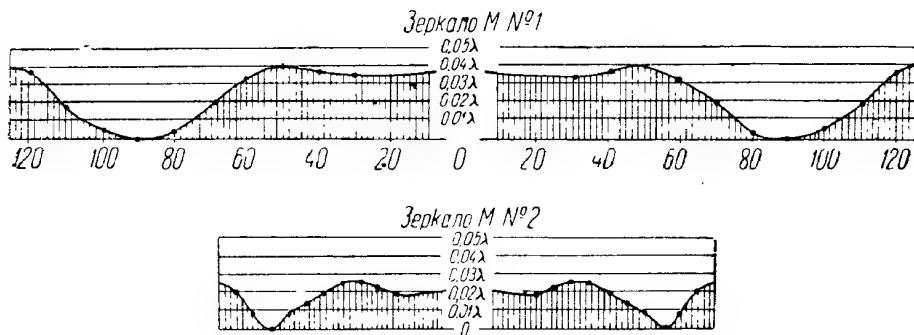


Рис. 19.

Некоторая неплавность кривых на рис. 17 и 18, лежащая близко к пределам точности метода испытания, заметна лишь благодаря избранному масштабу.

На рис. 19 изображены отклонения тех же зеркал, только по оси X-ов отложена величина y вместо q .

Приведенная выше оценка качества зеркал относится лишь к случаю визуальных наблюдений, так как иные астрономические задачи могут допускать и меньшую точность фигурации зеркал.

Зеркала моей работы недокорректированы мною умышленно по той причине, что при вечерних наблюдениях, т. е. при падающей температуре

воздуха, так называемый „эффект края“ зеркала выражается в том, что края зеркала несколько разворачиваются. Так как большинство астрономических наблюдений производится по вечерам, т. е. в условиях падающей температуры, то, на мой взгляд, и следует, шлифуя параболическое зеркало, стремиться получить его таковым по всей поверхности за исключением крайней зоны, которую следует, как это ни трудно практически, оставлять слегка приподнятой над общим уровнем параболоида, дабы она, развернувшись в дальнейшем в силу эффекта края, приблизила по возможности поверхность зеркала к параболической в условиях нормальной работы.

При условии повышающейся температуры воздуха, например утром после восхода солнца, пришлось бы делать зеркала переискорректированными у края; однако такие наблюдения сравнительно редки в астрономической практике.

К великому сожалению, эффект края слишком мало еще изучен, а потому я ставлю себе, как одну из задач ближайшего времени, изучение эффекта края в зависимости от толщины и поперечника зеркала, от те-

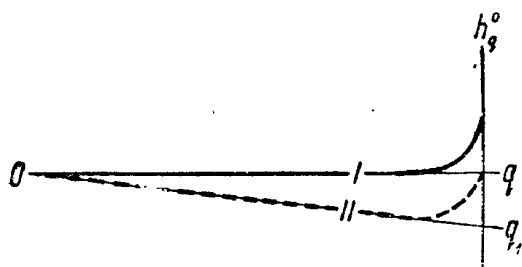


Рис. 20

плопроводности и коэффициента теплового расширения материала зеркала и, наконец, в зависимости от температурных колебаний окружающей среды.

Когда такие данные будут собраны, можно будет задать для определенного наиболее вероятного режима падения температуры и для определенных данных зеркального диска наивыгоднейшую теоретическую поверхность зеркала.

В настоящее же время ее можно предопределить лишь качественно, но не количественно, и на рис. 20 мною представлена такая наивыгоднейшая поверхность для зеркал телескопов простых систем. Отклонения здесь даны от параболоида; наивыгоднейшая поверхность I совпадает с параболоидом на всем своем протяжении, исключая лишь крайнюю зону, подвернутую вверх. Для проведения ближайшей наивыгоднейшей поверхности мы можем наклонить ось oq в положение oq_1 , и тогда пунктирная поверхность II и явится ближайшей наивыгоднейшей поверхностью для зеркал астрономических рефлекторов простых систем. Повторяю, что величина отклонения у края, а также ширина отклоняющей зоны и закон, по которому это отклонение нарастает, нам пока неизвестны.

Вот почему я и стараюсь всегда слегка недоискорректировать у края параболические зеркала для телескопов, и если сравнить кривые моих зеркал (рис. 17 и 18) с кривой ближайшей наивыгоднейшей поверхности (рис. 20), то отклонения их поверхностей от наивыгоднейшей окажутся еще меньшими.

Анаберрационные отражающие системы

§ 1. Простые и сложные телескопы

Все телескопы, имеющие в основе одно вогнутое зеркало при любом числе плоских зеркал (или призм), мы назовем простыми телескопами. Таковыми будут являться телескопы системы Гершеля, Ньютона, кольцевой. В то время как телескопы ньютонов и кольцевой являются системами центрированными, телескоп Гершеля — система нецентрированная. Для всех этих систем, как мы видели в первой части настоящей работы, основное вогнутое зеркало должно обладать параболической формой поверхности. Опуская теорию плоских зеркал, весьма интересную в применении к диагональным зеркалам, будем полагать для всех дальнейших рассуждений, что вводимые в телескоп плоские зеркала обладают идеальной поверхностью и не вносят никаких искажений в изображения, создаваемые зеркалами неплоскими.

Систему Гершеля можно обратить из нецентрированной в центрированную следующим образом. На рис. 21 *a* изображено параболическое зеркало обычной системы Гершеля, фокус которого F , поперечник $2H$, относительное отверстие $A = \frac{2H}{F}$, вершина параболоида лежит в точке C , а оптическая ось наклонена на такой угол, при котором изображение создается, по крайней мере, на уровне крайнего нижнего луча; в этом случае, очевидно, система является нецентрированной со всеми вытекающими отсюда последствиями (кома, астигматизм).

На рис. 21 *b* изображено новое параболическое зеркало с прежним фокусным расстоянием и с прежним поперечником $2H = H_1$, но вершина этого параболоида C лежит у нижнего края зеркала, и оптической осью является линия CF . В этом случае система Гершеля становится центрированной системой, однако зеркало для нее представляет собою лишь некоторую часть, выкроенную из параболоида с отверстием $2H_1$, относительное отверстие которого: $A_1 = \frac{2H_1}{F} = 2A$, т. е. вдвое больше относительного отверстия самого зеркала.

Такое зеркало либо шлифуется так, чтобы вершина параболоида пришлась на краю зеркала или даже вне его, либо выкраивается из параболического зеркала значительно большего размера. Все это, во-первых, значительно увеличивает трудность изготовления подобного зеркала, а, во-вторых, при малом использованном относительном отверстии зеркала A оно обладает большим относительным отверстием A_1 того параболоида, частью которого оно является с вытекающим отсюда ограничением размеров полезного поля, но без сохранения положительных качеств зеркал с большими относительными отверстиями (яркость фокального изображения).

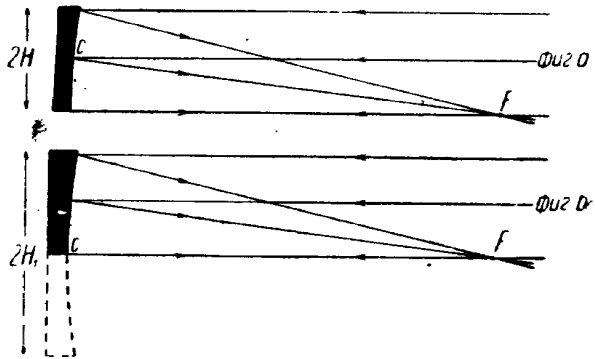


Рис. 21.

Быть может, при массовом производстве телескопов системы Гершеля (если бы такая система оказалась интересной) можно было бы поставить производство зеркал для них по следующим принципам: либо 1) шлифовать несколько зеркал (например, четыре), наклеенных на большую чашку, и производить их фигурацию и испытание одновременно, не отклеивая от чашки, либо 2) шлифовать большое параболическое зеркало с относительным отверстием, например, около 1:4, и из готового зеркала вырезать, например, четыре зеркала с относительным отверстием около 1:10, как показано на рис. 22. Конечно, каждое из этих зеркал обходилось бы значительно дороже, нежели равному ему по размерам и светосиле параболическое зеркало с вершиной в центре, и при этом еще полезное поле было бы значительно меньше, нежели у телескопа, например, системы Ньютона при прочих равных условиях; но слишком уж заманчива система Гершеля, несмотря на неудобное при больших размерах инструмента положение наблюдателя: простота

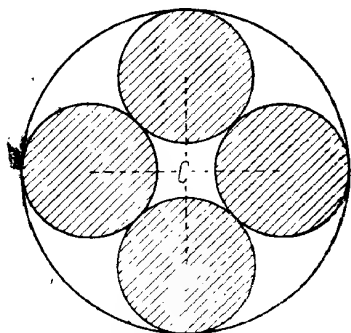


Рис. 22.

центрировки и минимальное количество потерь света служат некоторым залогом тому, что система Гершеля в таком улучшенном виде могла бы найти себе применение в малых телескопах школьного и любительского типа.

В настоящей же работе нас интересуют большие, серьезные астрономические инструменты, — вот почему система Гершеля, как и всякая нецентрированная система (например, Брахиты), являясь теоретически несовершенной, не включается мною в содержание моих исследований.

Все системы телескопов, в коих имеется более одного неплоского зеркала, назовем сложными системами.

В дальнейшем мы будем разбирать лишь системы из двух неплоских центрированных зеркал, из которых первое (большее) — обязательно вогнутое, а второе (меньшее) — либо вогнутое, либо выпуклое. Числа плоских зеркал, входящих в сложную систему, мы не ограничиваем: их наличие не изменит наших выводов, и вводятся они лишь по конструктивным соображениям. Исходя из этого условия, для получения действительного изображения бесконечно удаленного светящегося объекта (случай сложного телескопа) мы можем представить себе только четыре комбинации сочетания зеркал, в которых, как мы условились, большее зеркало всегда будет обладать вогнутой формой.

Комбинация 1. Меньшее зеркало выпуклой формы лежит между фокусом и вершиной большего зеркала (рис. 23 фиг. а). Такая система удлиняет фокус основного зеркала, а потому назовем ее удлиняющей предфокальной системой.

В случае большего параболического и меньшего выпуклого гиперболического зеркал эта система носит название системы Кассэгрэна.

Комбинация 2. Меньшее зеркало вогнутой формы лежит между фокусом и вершиной большего зеркала (рис. 23 фиг. б). Такая система укорачивает фокус основного зеркала, а потому назовем ее укорачивающей предфокальной системой.

Комбинация 3. Меньшее зеркало вогнутой формы лежит за фокусом большего зеркала и удлиняет его фокус (рис. 23 фиг. в). Такую систему назовем удлиняющей зафокальной системой. В случае большего параболического и меньшего вогнутого эллиптического зеркал эта система носит название системы Грегори.

Комбинация 4. Меньшее зеркало вогнутой формы лежит за фокусом большего зеркала и укорачивает его фокус (рис. 23 фиг. *d*). Такую систему назовем укорачивающей зафокальной системой.

Никаких иных комбинаций двух неплоских центрированных зеркал мы для случая бесконечно удаленной светящейся точки и ее действительного изображения представить не можем. Замена в предфокальных системах выпуклого или вогнутого зеркала плоским обращает сложную систему в простую — в так называемый кольцевой телескоп.

Из рассмотрения рис. 23 мы заключаем, что системы предфокальные (фиг. *a* и фиг. *b*) конструктивно являются более совершенными, как системы более компактные и потому требующие меньшей длины инструмента, меньших размеров купола обсерватории, допускающие меньший вес трубы и штатива и менее мощный часовой механизм при прочих равных условиях.

Укорачивающие и удлиняющие системы имеют свой определенный смысл, так как путем замены одного малого зеркала другим при том же большом зеркале мы имеем возможность данный телескоп по желанию превращать из длиннофокусного (например, для случая визуальных наблюдений) в короткофокусный (для фотографических, например, целей).

Классическая оптика знала лишь две системы: Грегори и Кассегрена, в коих оба зеркала были анаберрационными поверхностями, причем анаберрационные точки большего зеркала и всей системы совпадали с анаберрационными точками (фокусами) меньшего зеркала.

Покажем в дальнейшем, что анаберрационная система может быть построена из любых двух регулярных сопряженных поверхностей, сопряженных в том смысле, что каждому значению характеристики C большего зеркала будет соответствовать вполне определенная характеристика C_1 меньшего зеркала при определенно выбранных параметрах расположения зеркала и фокуса.

При таком обобщении мы выведем системы Грегори и Кассегрена как частные случаи случая более общего. Анализ частных случаев нас приведет к целому ряду новых сочетаний поверхностей, обладающих большими конструктивными, техническими или теоретическими преимуществами.

Система Шварцшильда с исправленным полем найдет свое место опять-таки как частный случай разбираемых далее обобщений.

§ 2. Обозначение переменных величин анаберрационной системы

Повторяем следующие общие положения.

1) Светящаяся точка лежит в бесконечности на оптической оси центрированной системы из двух неплоских зеркал.

2) Ищется ее действительное изображение на оси, свободное от аберраций.

3) Большее зеркало вогнутой формы и любой характеристики C от $+\infty$ до $-\infty$.

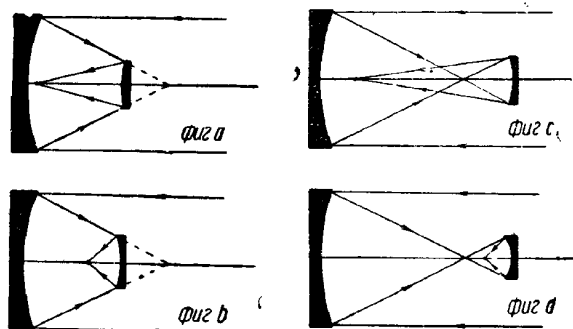


Рис. 23.

4) Меньшее зеркало как вогнутой, так и выпуклой формы (рис. 23) любой характеристики C_1 от $+\infty$ до $-\infty$.

5) Радиусы кривизны большего зеркала R и меньшего зеркала r — величины всегда положительные.

Вводим теперь две новые величины, характеризующих положение малого зеркала и фокуса системы, для чего обратимся к рис. 24.

Здесь A и B — соответственно большее и меньшее зеркало (на рисунке, очевидно, дана предфокальная удлиняющая система). Сопряженными ординатами этих зеркал явятся ординаты y и y_1 . Точки F_y и F_{2y} назовем соответственно главным фокусом зоны y большего зеркала и эквивалентным фокусом системы.

В случае анаберрационной системы, очевидно, эквивалентные фокусы (но не эквивалентные фокусные расстояния) совпадают для любых зон.

Получающимся сопряженным расстояниям f_1 и f_{2y} придадим направление в зависимости от расположения зеркала B согласно условию части I.

Назовем через m_y отношение сопряженных ординат, т. е.:

$$\frac{y}{y_1} = m_y. \quad (1)$$

Эта величина характеризует собою положение зеркала B относительно зеркала A , и в случае предфокальных систем величина $m_y > 0$, а в случае

систем зафокальных величина $m_y < 0$, так как в этом последнем случае $y_1 < 0$.

В первом приближении можно принять эту величину за постоянную для различных зон, т. е. положить:

$$\frac{y}{y_1} \cong \text{const} \cong m. \quad (2)$$

Назовем через n_y отношение сопряженных расстояний f_1 и f_{2y1} , т. е.

$$\frac{f_1}{f_{2y1}} = n_y. \quad (3)$$

Эта величина характеризует собою положение эквивалентного фокуса. В удлиняющих системах абсолютная величина n_y больше единицы, в системах укорачивающих она меньше единицы.

В системах предфокальных величина n_y отрицательна, так как f_1 и f_{2y1} имеют разные знаки; в системах зафокальных величина n_y положительна, так как f_1 и f_{2y1} имеют одинаковые, а именно положительные, знаки.

В первом приближении можно принять эту величину за постоянную для различных зон, т. е. положить:

$$\frac{f_1}{f_{2y1}} \cong \text{const} \cong n. \quad (4)$$

В то время как величина n в различных системах может иметь любые и положительные и отрицательные значения, отличные от минус единицы, ибо $n = -1$ обратило бы зеркало B в плоскость, а систему в простую, — величина m должна иметь абсолютное значение, во всяком случае,

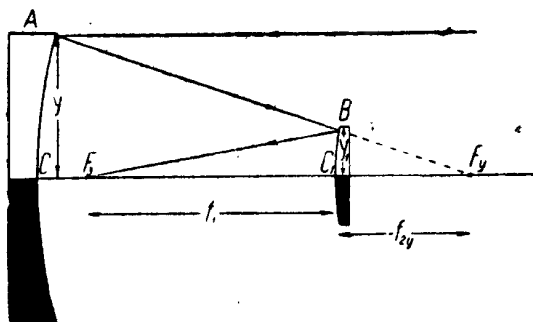


Рис. 24.

большее единицы, для того чтобы размеры зеркала B были меньше размеров зеркала A .

Из подобия треугольников рис. 24 мы заключаем, что отношение главного фокусного расстояния F зеркала A к абсолютному значению величины f_2 равно абсолютному значению величины m .

На рис. 25 даны переменные величины четырех наших комбинаций направление коих согласовано со всеми предыдущими условиями и дает возможность получить ряд обобщенных формул.

Расстояние между вершинами зеркал назовем через L . В случае предфокальных систем $L < F$, в случае систем зафокальных $L > F$.

Радиусы кривизны зеркал A и B назовем соответственно через R и r .

Величины R , F , v , r и L всегда будут иметь положительное значение.

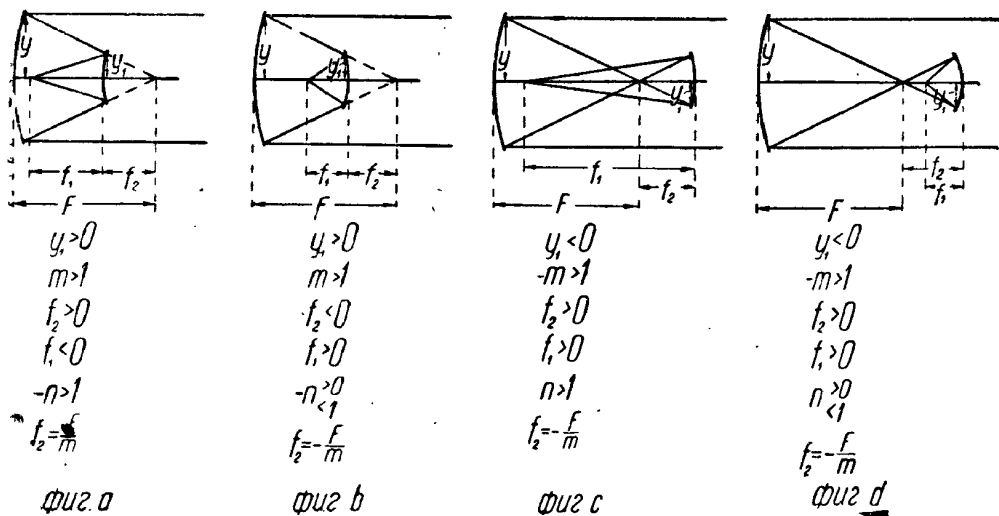


Рис. 25.

После таких условий мы можем перейти к выводу приближенной теории анаберрационных систем, пользуясь материалом части I.

Оговорившись о приближенности теории, мы будем в дальнейшем знак ($\approx$) заменять знаком ($=$).

§ 3. Приближенная теория анаберрационной системы

Выпишем те приближенные формулы части I, коими мы будем пользоваться при наших выводах.

Сопряженные расстояния мы будем находить по выражению:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{2}{r},$$

откуда:

$$r = \frac{2f_1f_2}{f_1 + f_2}; \quad f_1 = \frac{rf_2}{2f_2 - r}; \quad f_2 = \frac{rf_1}{2f_1 - r}. \quad (5)$$

Продольная абберрация зеркала A будет определяться по выражению:

$$\Delta F_y = -\frac{x(1-C)}{2} = -\frac{y^2(1-C)}{4R}. \quad (6)$$

Продольная абберрация зеркала B будет определяться по выражению:

$$\Delta f_{2y_1} = -\frac{2x_1[f_1^2(1-C_1) - r(2f_1 - r)]}{(2f_1 - r)^2} = -\frac{y_1^2[f_1^2(1-C_1) - r(2f_1 - r)]}{r(2f_1 - r)^2}. \quad (7)$$

Для вывода общих уравнений анаберрационных систем обратимся к рис. 24, т. е. к случаю предфокальной удлиняющей системы, и полученный вывод попробуем распространить на остальные три комбинации.

Построить анаберрационную систему—это значит для данного зеркала A подобрать зеркало B с такой характеристикой C_1 , радиусом кривизны r и параметрами положения зеркала и фокуса m и n , при которых главная продольная абберрация зеркала A компенсировалась бы продольной абберрацией зеркала B .

Для нашего случая необходимо, чтобы:

$$\Delta F_y = \Delta f_{2y_1}, \quad (8)$$

так как в нашем случае величины F и f_2 имеют одинаковый знак (+). Это равенство в силу выражения (6) и (7) приводит нас к следующему равенству:

$$\frac{y^2(1-C)}{4R} = \frac{y_1^2[f_1^2(1-C_1) - r(2f_1 - r)]}{r(2f_1 - r)^2}. \quad (9)$$

Вводим вместо двух ординат y и y_1 величину m из выражения (2):

$$\frac{m^2(1-C)}{4R} = \frac{[f_1^2(1-C_1) - r(2f_1 - r)]}{r(2f_1 - r)^2}. \quad (10)$$

Выражение (4) и рис 25 (фиг. а) дают нам:

$$f_1 = nf_2 = \frac{nF}{m} = \frac{Rn}{2m}, \quad (11)$$

после чего выражение (5) дает:

$$r = \frac{Rn}{m(n+1)}. \quad (12)$$

Подставляя значение f_1 и r из выражения (11) и (12) в выражение (10), приводим его к виду:

$$(1-C)mn^3 = [(n-1)^2 - C_1(n+1)^2](n+1). \quad (13)$$

В этом основном выражении независимо от численных значений R и r мы связали четыре переменных величины. Придавая двум из них (например, C и m) некоторое определенное значение, мы можем определить третью величину (например C_1) как функцию четвертой (например, n).

Установленные нами направления переменных величин f_1 , f_2 , m и n позволяют пользоваться выражением (13) для всех четырех комбинаций, что можно проверить аналогичным вычислением для любой из остальных трех комбинаций, коего мы здесь производить не будем.

Будем лишь помнить, что выражение (12), взятое со знаком (+), относится к первой комбинации, т. е. к выпуклому зеркалу B . В остальных трех комбинациях, где зеркало B вогнутой формы:

$$r = -\frac{Rn}{m(n+1)}. \quad (12a)$$

Оно и понятно, так как в случае вогнутого зеркала B , расположенного перед вогнутым зеркалом A , мы, полагая $r > 0$, переменили тем самым направление оси X -ов на 180° .

Выражение (13) дает следующие функциональные зависимости:

$$C_1 = \frac{n^3 - n^2 - n + 1 - mn^3(1 - C)}{(n + 1)^3}, \quad (14)$$

$$m = \frac{n^3 - n^2 - n + 1 - C_1(n + 1)^3}{n^3(1 - C)}, \quad (15)$$

$$C = 1 - \frac{n^3 - n^2 - n + 1 - C_1(n + 1)^3}{mn^3}, \quad (16)$$

$$n^3 [m(1 - C) - (1 - C_1)] + n^2(1 + 3C_1) + n(1 + 3C_1) - (1 - C_1) = 0. \quad (17)$$

Последним выражением, как уравнением 3-й степени относительно n , мы не будем пользоваться для составления табличного материала, а будем задавать эту величину n , как независимую переменную.

После нахождения этих величин из выражений (14), (15) или (16) мы можем определить значение и остальных переменных величин, так как:

$$\frac{r}{R} = \pm \frac{n}{m(n + 1)}, \quad (18)$$

где знак (+) относится к случаю первой комбинации с выпуклым малым зеркалом, а знак (—) к остальным трем комбинациям с вогнутым малым зеркалом; далее:

$$f_2 = \pm \frac{R}{2m} \quad (19)$$

на тех же основаниях. И, наконец, величина f_1 нам уже известна из выражения (4):

$$f_1 = nf_2. \quad (20)$$

§ 4. Классические системы Грегори и Кассегрэна

Полагая $C = 1$; $m < 0$; $n > 1$, мы получаем зафокальную удлиняющую систему с большим параболическим вогнутым зеркалом, т. е. систему Грегори.

Подстановка $C = 1$ в выражение (14) дает нам:

$$C_1 = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} \quad (21)$$

выражение характеристики малого зеркала, не зависящее от величины m — положения малого зеркала.

Принимая $R = 1$, составляем на основании выражений (21), (18), (19) и (20) табл. VI для системы Грегори и продолжаем ее для аналогичной укорачивающей системы для некоторого частного случая: $m = -5$.

ТАБЛИЦА VI

$C = 1$; $R = 1$; $m = -5$

	Системы Григори							
n	4	2,8	2	1,4	0,7	0,5	0,35	0,25
C_1	0,360	0,231	0,111	0,028	0,031	0,111	0,232	0,360
r	0,160	0,147	0,133	0,117	0,082	0,067	0,052	0,040
f_2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
f_1	0,40	0,28	0,20	0,14	0,07	0,05	0,035	0,025

Малое зеркало таким образом во всех случаях эллиптическое—и тем ближе к сфере, чем n ближе к единице.

Поперечник малого зеркала, очевидно, может быть взят приблизительно в 5 раз меньше поперечника большого зеркала ($m = -5$).

Величина m может иметь, конечно, различные отрицательные значения, так как, подставляя C_1 из выражения (21) в выражение (15), мы получаем неопределенность вида $m = \frac{0}{0}$.

Принимая для m значения отличные от -5 , мы бы получили и новые значения для r , f_2 и f_1 , увеличенные или уменьшенные в одинаковое число раз.

Такого случая в общем виде в дальнейшем мы иметь не будем, ибо в общем случае величина m будет накладывать строгие обязательства на выбор других переменных величин.

Полагая $C=1$; $m>0$ и $n<0$ при $(-n)>1$, мы получаем предфокальную удлиняющую систему с большим параболическим вогнутым зеркалом, т. е. систему Кассегрена.

Подстановка $C=1$ в выражение (14) дает нам, как и прежде:

$$C_1 = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}.$$

При этом выражение (15) обращается в неопределенность вида $m = \frac{0}{0}$.

Полагая $R=1$ и $m=+5$, составим в полной аналогии с предыдущей табл. VII для системы Кассегрена и продолжим ее для аналогичной предфокальной укорачивающей системы.

ТАБЛИЦА VII
 $C=1$; $R=1$; $m=+5$

	Системы Кассегрена							
n	-4	-2,8	-2	-1,4	-0,7	-0,5	-0,35	-0,25
C_1	2,78	4,46	9,00	36,00	32,11	9,00	4,31	2,78
r	0,267	0,311	0,400	0,700	0,467	0,200	0,108	0,067
f_2	+0,1	+0,1	+0,1	+0,1	-0,1	-0,1	-0,1	-0,1
f_1	-0,40	-0,28	-0,20	-0,14	+0,07	+0,05	+0,035	+0,025

Таким образом малое зеркало во всех случаях гиперболической формы. По мере приближения n к значению минус единица величина характеристики C_1 сильно возрастает, однако при этом увеличивается и радиус кривизны r малого зеркала.

Анализируя эти таблицы, мы могли бы почерпнуть целый ряд весьма интересных выводов. Из них я приведу лишь два вполне очевидных.

1) Фигурация малого зеркала для системы Грегори значительно легче таковой же для системы Кассегрена.

2) В системе Кассегрена изменение величины параметра n влечет за собою весьма резкое изменение характеристики C_1 малого зеркала; в системе же Грегори эти изменения сравнительно ничтожны. Так как величина параметров положения подвержена в телескопе изменениям не только в силу ошибок в установке малого зеркала, но и в силу температурных колебаний, мы можем сделать вывод, что система Грегори по

сравнению с системой Кассегрена должна обладать бóльшим постоянством отчетливых изображений при одинаковом диапазоне возможных ошибок, установки и температурных изменений.

Проектируя сложный телескоп, оптик-конструктор должен по многим направлениям подсчитать оптическую систему и не только с теоретической точки зрения, но и с точки зрения методики изготовления и методики испытания входящих в нее оптических поверхностей. Только в случае всестороннего подсчета и подхода к проектируемой системе мы можем получить практически удачную и легко выполнимую оптическую систему, подобно тому как это имеет место при проектировании любых сооружений и машин.

§ 5. Системы со сферическим большим зеркалом

Смысл анаберрационной системы со сферическим большим зеркалом очевиден. Не говоря уже о простоте и легкости его фигурации при любых, в конце концов, светосилах, мы, забегая вперед, скажем, что такое зеркало необыкновенно просто и точно может быть испытано из центра кривизны по методу Фуко. В отношении качества поля такая система может оказаться в одних случаях ниже, а в других выше по сравнению с равноценным одиночным параболическим зеркалом, о чем речь будет впереди. Но даже в случае заведомо неудачной в отношении качества поля комбинации она, требуя лишь несколько более внимательной центрировки, позволит также хорошо визуально наблюдать объекты вблизи оптической оси, как и в прочих системах.

Для нашего случая, очевидно, приходится положить в выражение (14) $C = 0$, после чего оно примет следующий вид:

$$C_1 = \frac{n^3(1-m) - n^2 - n + 1}{(n+1)^2}. \quad (22)$$

Придавая величинам n и m различные имеющие смысл значения, составляем табл. VIII характеристик C_1 и отношений $\frac{r}{R}$ малого зеркала, создающего совместно с большим сферическим анаберрационную систему.

В табл. VIII в каждой графе над чертой дано значение C_1 , а под чертой — значение $\frac{r}{R}$, удовлетворяющие нашему случаю. Как видим, комбинация первая требует для малого зеркала формы сплюснутого сфероида, тогда как все прочие комбинации требуют формы вытянутых сфероидов; при этом в отдельных случаях поверхность малого зеркала может быть даже эллиптической.

Это последнее обстоятельство можно особенно использовать, так как зеркала вогнутые эллиптические, как и сферические, весьма просто и точно испытываются из их фокусов хотя бы по методу Фуко. Но к этому вопросу мы еще возвратимся в скором времени.

Системы предфокальные в нашем случае оказались не так хороши, как системы зафокальные, по той причине, что в них характеристика C_1 принимает весьма большое абсолютное значение, а это при прочих равных условиях повышает трудность фигурации малых зеркал. Однако следует еще перечислить полученный материал на величину отклонения поверхностей от сферы, чтобы для каждого отдельного случая иметь исчерпывающее суждение: ведь и величины r в различных случаях различны, и в среднем у первых двух комбинаций величины r большие, нежели у вторых двух комбинаций, что, несомненно, изменяет результат в более выгодную для первых сторону. Задача конструктора произвести такой выбор, при котором были бы учтены и трудности изготовления различных зеркал и цена

ТАБЛИЦА VIII

$C_1 \frac{r}{R}$ при $C=0$

$m \backslash n$	-2,8	-2	-1,4	-0,7	-0,5	-0,35	+2,8	+2	+1,4	+0,7	+0,5	+0,35
+6	$\frac{-18,1}{0,26}$	$\frac{-39,0}{0,33}$	$\frac{-210}{0,58}$	$\frac{+108}{0,39}$	$\frac{+15,0}{0,17}$	$\frac{+5,24}{0,09}$						
+4	$\frac{-10,6}{0,39}$	$\frac{-23,0}{0,50}$	$\frac{-136}{0,88}$	$\frac{+82,9}{0,58}$	$\frac{+13,0}{0,25}$	$\frac{+4,93}{0,13}$						
+2	$\frac{-3,07}{0,78}$	$\frac{-7,00}{1,00}$	$\frac{-49,8}{1,75}$	$\frac{+57,5}{1,17}$	$\frac{+11,0}{0,50}$	$\frac{+4,62}{0,27}$						
-2							$\frac{+1,025}{0,37}$	$\frac{+0,704}{0,33}$	$\frac{+0,425}{0,29}$	$\frac{+0,171}{0,21}$	$\frac{+0,185}{0,17}$	$\frac{+0,266}{0,13}$
-4							$\frac{+1,825}{0,18}$	$\frac{+1,296}{0,17}$	$\frac{+0,822}{0,15}$	$\frac{+0,310}{0,10}$	$\frac{+0,259}{0,08}$	$\frac{+0,301}{0,07}$
-6							$\frac{+2,625}{0,12}$	$\frac{+1,889}{0,11}$	$\frac{+1,390}{0,10}$	$\frac{+0,489}{0,07}$	$\frac{+0,333}{0,05}$	$\frac{+0,336}{0,04}$

Зафокальная удлиняющая система

Зафокальная укорачивающая система

Предфокальная укорачивающая система

Предфокальная удлиняющая система

вающая система

щая система

установки, более высокая для зафокальных систем, и найти наилучшее не только теоретическое, но и практическое решение задачи.

Блестящим разрешением поставленной задачи могла бы явиться анаберрационная система, состоящая из двух сферических зеркал.

Однако, к сожалению, такая система является практически бессмысленной по следующим соображениям. Полагая в выражении (22) $C_1 = 0$, мы получаем для такого случая следующее равенство:

$$m = \frac{1}{n^3} - \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n} + 1. \quad (23)$$

Придавая величине n различные имеющие смысл значения, мы можем получить кривую m для случая двух сферических зеркал. Такая кривая изображена на рис. 26. Как видим, подобная комбинация из двух сферических зеркал невозможна вовсе для всех зафокальных систем, ибо у нас величина m всегда имеет положительное значение, что невозможно для зафокальных систем, где $m < 0$ и $(-m) > 1$. Для предфокальных систем, где $m > +1$, такие теоретически возможные сочетания наблюдаются: их область на рисунке заштрихована и, как видим, она имеет место в предфокальной удлиняющей системе.

Однако при этом $m_{\max}$ при $n = -3$ достигает всего лишь значения 1,185, при этом меньшее зеркало почти равно большему и заслоняет собою его поверхность в размере 71%. Если с такими потерями можно помириться, то мы имеем возможность выполнить кольцевую анаберрационную систему из двух сферических зеркал. Внешний вид телескопа

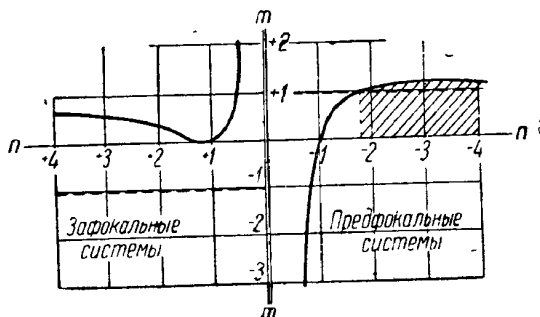


Рис. 26.

такой своеобразной системы представлен схематически на рис. 27.

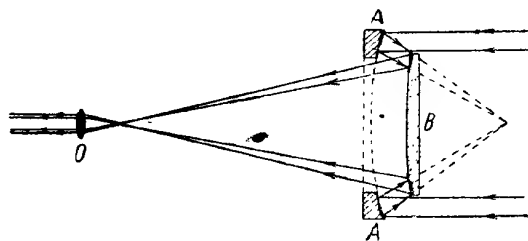


Рис. 27.

Здесь A и B — зеркала нашей анаберрационной системы из двух сферических зеркал; O — окуляр телескопа. В зеркале A в середине отверстие, по величине приблизительно равное поперечнику зеркала B ; сохраненная кольцевая зона зеркала A посеребрена. Крайняя зона зеркала B посеребрена, тогда как вся остальная его поверхность зачернена. Монтируются эти зеркала приблизительно так же, как и линзы объектива рефрактора, и располагаются, как и в рефракторе, у верхнего края трубы, на противоположном конце которой находится окуляр.

Дальнейшего развития этой конструкции я здесь не привожу, так как это выходит из намеченных рамок настоящей работы.

§ 6. Системы с эллиптическим большим зеркалом

Анаберрационные системы с большим эллиптическим зеркалом имеют не меньший смысл, нежели системы со сферическим большим зеркалом: во-первых, их можно так же просто испытывать с высокой точностью по

методу Фуко из двух фокусов, как и сферу из центра кривизны; во-вторых, дефекты поля таких систем могут быть так же значительно снижены в отдельных случаях; и, в-третьих, малые зеркала таких систем даже оказываются стоящими конструктивно выше малых зеркал предшествовавшего нами рассмотренного сочетания.

Ограничимся в нашем анализе лишь двумя значениями характеристики большого зеркала: $C = 0,2$ и $C = 0,8$ и, пользуясь выражением (14) и (18), составим для различных значений m и n (т. е. для всех четырех наших комбинаций) таблицы C_1 и $\frac{r}{R}$ малого зеркала, создающего в сочетании с большим эллиптическим зеркалом анаберрационную систему.

Эллипсоид большого зеркала в табл. IX ближе к сфере, а в табл. X он ближе к параболоиду.

Результаты табл. X особенно утешительны с практической точки зрения: оказывается, что мы имеем возможность построить систему с большим эллиптическим зеркалом, взяв в качестве малого поверхность с не

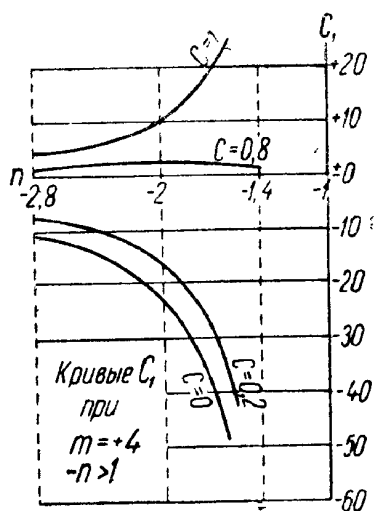


Рис. 28.

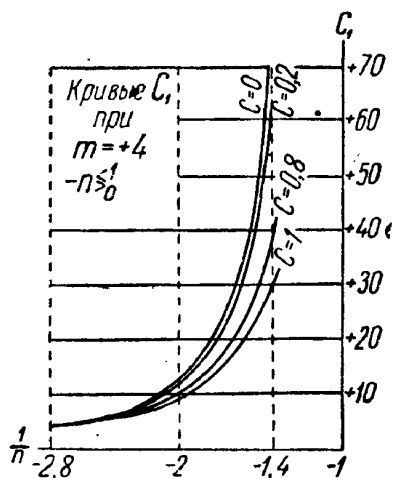


Рис. 29.

слишком большой характеристикой,—это во-первых; и во-вторых, в случае предфокальных удлиняющих систем мы можем подобрать такое сочетание, когда малое зеркало (к сожалению, выпуклое) может быть даже сферической формы при нормальных значениях m .

Все это говорит за то, что сложные анаберрационные системы проще и рациональнее всего делать с вогнутым большим эллиптическим (близким к параболическому), а не с параболическим зеркалом. Поле такого телескопа будет по качествам мало отличаться от поля системы Кассегрена или Грегори. Если же к полю предъявляются особо высокие требования, то в этом случае все-равно и системы Кассегрена или Грегори не разрешают задачи в этом смысле, и здесь мы должны перейти к новым системам с исправленным полем, о чем речь будет ниже.

На основании табличного материала можно составить кривые C_1 для различных C , m и n . Особый интерес представляют кривые C_1 для предфокальных систем, и мы предложим из них две: первая (рис. 28)—кривая C_1 при $m = +4$ для удлиняющей предфокальной системы, и вторая (рис. 29)—кривая C_1 при $m = +4$ для укорачивающей системы. Для второй кривой по оси X -ов отложена не величина n , но ей обратная $1/n$.

ТАБЛИЦА IX

C_1 при $C = +0,2$
 $\left(\frac{r}{R}\right)$

$m \backslash n$	-2,8	-2	-1,4	-0,7	-0,5	-0,35	+2,8	+2	+1,4	+0,7	+0,5	+0,35
+6	$\frac{-11,35}{0,26}$	$\frac{-29,40}{0,33}$	$\frac{-170}{0,58}$	$\frac{+93,1}{0,39}$	$\frac{+13,80}{0,17}$	$\frac{+5,06}{0,09}$						
+4	$\frac{-7,59}{0,39}$	$\frac{-16,60}{0,50}$	$\frac{-101}{0,88}$	$\frac{+72,8}{0,58}$	$\frac{+12,20}{0,25}$	$\frac{+4,81}{0,13}$						
+2	$\frac{-1,57}{0,78}$	$\frac{-3,80}{1,00}$	$\frac{-25,71}{1,75}$	$\frac{+52,4}{1,17}$	$\frac{+10,60}{0,50}$	$\frac{+4,56}{0,27}$						
-2							$\frac{+0,864}{0,37}$	$\frac{+0,585}{0,33}$	$\frac{+0,346}{0,29}$	$\frac{+0,143}{0,21}$	$\frac{+0,170}{0,17}$	$\frac{+0,260}{0,13}$
-4							$\frac{+1,504}{0,18}$	$\frac{+1,059}{0,17}$	$\frac{+0,664}{0,15}$	$\frac{+0,254}{0,10}$	$\frac{+0,230}{0,08}$	$\frac{+0,288}{0,07}$
-6							$\frac{+2,144}{0,12}$	$\frac{+1,533}{0,11}$	$\frac{+0,982}{0,10}$	$\frac{+0,366}{0,07}$	$\frac{+0,289}{0,05}$	$\frac{+0,316}{0,04}$

Зафокальные системы

удлиняющая

укорачивающая

Предфокальные системы

удлиняющая

укорачивающая

Ї А Б Л И Ц А Х

 $C_1 \text{ при } C = +0,8$

$\frac{n}{m}$	-2,8	-2	-1,4	-0,7	-0,5	-0,35	+2,8	+2	+1,4	+0,7	+0,5	+0,35
+6	-0,060	-0,600	-15,44	+47,36	+10,20	+4,51						
+4	+1,445	+2,600	+1,700	+42,27	+9,80	+4,47		удлиняющая			укорачивающая	
+2	+2,951	+5,800	+18,84	+37,19	+9,40	+4,44						
-2							+0,384	+0,230	+0,107	+0,059	+0,126	+0,239
-4							+0,544	+0,348	+0,187	+0,087	+0,141	+0,246
-6							+0,704	+0,467	+0,266	+0,115	+0,155	+0,253

Кривая рис. 28 особенно поучительна: при $m = +4$ и при характеристике большого зеркала $C=0,8$ (эллипсоид) малое зеркало имеет весьма малую по абсолютной величине характеристику для различных n . Очевидно, можно подобрать такую характеристику C (весьма близкую к 0,8 при $m=4$), при которой малое зеркало может быть взято даже сферической формы. При этом изменение величины n , происходящее при разрегулировке трубы и температурных изменениях, почти не будет влиять на качество системы в смысле ее анаберрационности.

§ 7. Оценка трудности фигурации малых зеркал

Табличный материал предыдущих параграфов говорит о часто весьма высоких численных значениях характеристики C_1 малого зеркала, особенно в случае предфокальных систем. Быть может, подобные гиперboloиды или сплюснутые сфероиды практически не выполнимы, а быть может, изготовление их и просто.

Чтобы решить этот вопрос хотя бы приблизительно, выясним величину отклонения h'_{n1} поверхностей малых зеркал от сферы, так как эта величина будет определять собою наибольшую толщину стекла, подлежащего снятию во время фигурации.

Для составления таблиц остановимся лишь на двух значениях характеристики C большого зеркала: $C=0,2$ (эллипсоид близкий к сфере) и $C=0,8$ (эллипсоид близкий к параболоиду).

Для определения отклонения регулярной поверхности малого зеркала от сферы нам необходимо знать абсолютную величину характеристики $\pm C_1$, радиус кривизны r и поперечник ($D_1 = 2H_1$) этого зеркала.

Значение характеристики мы будем брать из наших таблиц (табл. IX и X). Поперечник малого зеркала, очевидно, определяется как:

$$D_1 = \frac{D}{m}$$

или:

$$2H_1 = \frac{2H}{m},$$

где $D=2H$ — поперечник большого зеркала и m — абсолютное значение параметра положения малого зеркала.

Радиус кривизны r определяется по выражению (18).

За меру сравнения толщины слоя стекла, подлежащего снятию при фигурации малых зеркал, мы примем толщину слоя стекла, подлежащего снятию при параболлизации большого зеркала.

Таким образом, если бы большое зеркало было параболическим (а не эллиптическим), то его отклонение от сферы, согласно выражениям (98) и (100) части I равнялось бы:

$$h_n = \frac{H^4}{8R^3}. \quad (24)$$

На том же основании отклонение h'_{n1} поверхности малого зеркала от сферы равно:

$$h'_{n1} = \frac{H_1^4 C_1}{8r^3} = \frac{H^4 C_1}{8m^4 r^3}. \quad (25)$$

Назовем через η отношение выражения (25) к выражению (26):

$$\eta = \frac{h'_{n1}}{h_n} = \frac{C_1 R^3}{m^4 r^3}. \quad (26)$$

Этот коэффициент η показывает, какую толщу стекла малого зеркала надо снять при его фигурации по отношению к толще (но не массе) стекла большого зеркала, снимаемой при его параболизации.

Подставляем вместо r его значение из выражения (18), после чего получаем для коэффициента η следующее выражение:

$$\pm \eta = C_1 \frac{(n+1)^3}{mn^3}. \quad (27)$$

Эта величина достаточно хорошо характеризует собою трудность фигурации малых зеркал по сравнению с трудностью параболизации соответственного большого зеркала. Различие в трудности фигурации из-за различия величины полируемых площадей здесь, конечно, не учтено. Однако совершенно нормальным является то обстоятельство, что в выражение (27) не вошли ни светосила, ни абсолютные поперечники зеркала: с увеличением светосилы или размеров системы трудности фигурации малого зеркала и параболизации большого возрастают в одинаковое число раз.

На основании выражения (27) и пользуясь табл. IX и X, составляем две следующих таблицы величины η [выражение (27)], из коих табл. XI дана для $C=0,2$, а табл. XII для $C=0,8$. Величину C_1 будем, конечно, брать из табл. IX для табл. XI и из табл. X для табл. XII.

ТАБЛИЦА XI

η при $C=0,2$

$m \backslash n$	-2,8	-2,0	-1,4	-0,7	-0,5	-0,35	+2,8	+2,0	+1,4	+0,7	+0,5	+0,35
± 6 . .	0,50	0,61	0,64	1,24	2,09	5,37	0,90	0,86	0,82	0,88	1,30	3,02
± 4 . .	0,50	0,52	0,57	1,46	3,05	7,67	0,95	0,89	0,84	0,92	1,55	4,12
± 2 . .	0,21	0,24	0,29	2,10	5,30	14 54	1,09	0,99	0,87	1,04	2,30	7,44
	Удлиняющая			Укорачивающая			Удлиняющая			Укорачивающая		
	предфокальные системы						зафокальные системы					

ТАБЛИЦА XII

η при $C=0,8$

$m \backslash n$	-2,8	-2,0	-1,4	-0,7	-0,5	-0,35	+2,8	+2,0	+1,4	+0,7	+0,5	+0,35
± 6 . .	0,003	0,01	0,06	0,63	1,70	4,79	0,29	0,26	0,22	0,28	0,70	2,41
± 4 . .	0,09	0,08	0,01	0,85	2,45	7,12	0,34	0,29	0,23	0,31	0,95	3,52
± 2 . .	0,39	0,36	0,21	1,49	4,70	14,15	0,48	0,39	0,27	0,43	1,70	6,84
	Удлиняющая			Укорачивающая			Удлиняющая			Укорачивающая		
	предфокальные системы						зафокальные системы					

Из рассмотрения этих таблиц сделаем следующие выводы:

1) Беря в качестве поверхности большого зеркала эллипсоид, близкий к параболоиду ($C=0,8$), мы получаем значительно более выгодное значение η для огромного большинства систем.

2) Фигурация малого зеркала в удлиняющих предфокальных системах весьма легко осуществима при $C \cong 0,8$ и при m от $+6$ до $+4$.

3) Фигурация малых зеркал в большинстве укорачивающих систем весьма трудна, так как часто η значительно больше единицы.

Но если мы примем во внимание, что размер малых зеркал, вообще говоря, в несколько раз (m раз) меньше размера того параболоида, относительно которого мы выводили величину η , и, с другой стороны, если посчитаемся с тем обстоятельством, что для укорачивающих систем относительные отверстия зеркал могут быть взяты значительно меньшие для получения того же эквивалентного относительного отверстия всей системы, нежели в системах удлиняющих,—то в общем можно заключить, что фигурация малых зеркал сложных телескопов не представляет собою каких-либо особых технических трудностей, и, во всяком случае, стоимость изготовления малых зеркал даже для невыгодных сочетаний является лишь небольшой долей стоимости изготовления основного большого зеркала сложной анаберрационной системы.¹

Все сказанное, конечно, справедливо лишь в том случае, если мы сумеем дать простые и точные рабочие методы испытания таких зеркал.

§ 8. Системы со сферическим малым зеркалом

До сих пор мы придавали некоторую определенную форму большому зеркалу и в зависимости от нее и от параметров m и n определяли форму малого зеркала, создающего в сочетании с большим анаберрационную систему.

Ставя сейчас обратную задачу, мы полагаем форму малого зеркала сферической ($C_1 = 0$) и определяем форму большого зеркала $C = \varphi(C_1, m, n)$, необходимую для анаберрационной системы.

Положив в выражение (16) $C_1 = 0$, находим для нашего случая:

$$C_{(C_1=0)} = \frac{n^3(m-1) + n^2 + n - 1}{mn^3}. \quad (29)$$

Пользуясь этим выражением, составляем для C табл. XIII, а затем и рис. 30.

Таким образом оказывается возможным построить любую из сложных анаберрационных систем с малым сферическим зеркалом.

Все укорачивающие системы требуют большого зеркала гиперболической формы, часто с высокими значениями характеристики C . В этом случае укорачивающие системы (при $C_1 = 0$) являются невыгодными. Системы же удлиняющие в этом отношении являются более выгодными, так как для предфокальной удлиняющей системы требуется большое зеркало эллиптической формы, а для зафокальной удлиняющей—хотя и гиперболической, но весьма близкой к параболической форме.

Все кривые, как и следовало ожидать, проходят через значение параболоида ($C = 1$) при $n = \pm 1$. При $n = -1$ малое зеркало превра-

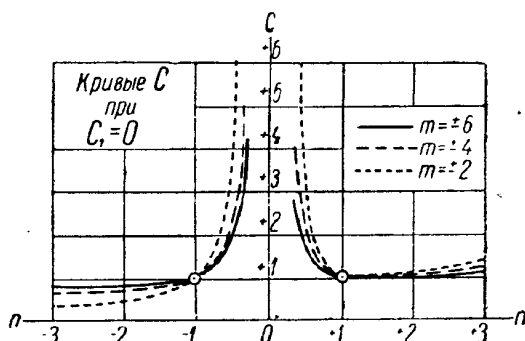


Рис. 30.

¹ Поставленный здесь вопрос о трудности фигурации малых зеркал сложных систем можно разобрать значительно полнее и строже с учетом эквивалентного фокусного расстояния всей системы. Этот анализ привел бы нас именно к тому окончательному выводу, который я здесь и даю.

с при $C_1 = 0$

m	n	-2,8	-2,0	-1,4	-0,7	-0,5	-0,35	+2,8	+2,0	+1,4	+0,7	+0,5	+0,35		
+6	..	+0,787	+0,813	+0,860	+1,421	+2,500	+5,602	Зафокальные системы							
								удлиняющая						укорачивающая	
+4	..	+0,681	+0,719	+0,790	+1,633	+3,250	+7,904	Зафокальные системы							
								удлиняющая						укорачивающая	
+2	..	+0,363	+0,438	+0,580	+2,264	+5,500	+14,81	Зафокальные системы							
								удлиняющая						укорачивающая	
-2	..	Удлиняющая						Укорачивающая							
-4	..	предфокальные системы						предфокальные системы							
-6	..	предфокальные системы						предфокальные системы							

щается в плоскость, а система в кольцевую, т. е. в простую, для которой главное зеркало должно быть параболическим. При $n = +1$ мы имеем зафокальную систему, у которой главный фокус большого зеркала совпадает с центром кривизны малого сферического вогнутого зеркала; так как при таких условиях малое зеркало не может компенсировать аберраций большого зеркала, то ясно, что это последнее должно быть свободно от аберраций, т. е. обладать параболической формой поверхности.

Возможность изготовления малых зеркал сферической формы имеет свой определенный смысл, и если есть возможность упростить изготовление хотя бы только малых зеркал, не повышая при этом трудности изготовления больших зеркал сложных телескопов, то тем самым уже делается некоторый шаг вперед.

В случае предфокальной удлиняющей системы со сферическим малым зеркалом мы не только не усложняем, но необыкновенно упрощаем изготовление большого зеркала, так как оно в этом случае требует для себя эллиптической формы поверхности вместо параболической, а, значит, может быть весьма просто и точно испытываемо в процессе изготовления по методу Фуко из двух фокусов эллипсоида.

В случае, например, массового производства школьных и любительских телескопов мы имеем возможность, по крайней мере, малые зеркала изготавливать по методам массового производства, если они обладают сферической формой поверхности.

Правда, что в данном случае, пожалуй, более выгодно делать сферическими большие зеркала, как мы это выяснили уже раньше.

Взвесив все преимущества и недостатки той или иной конструкции, мы в каждом определенном случае можем найти наивыгоднейшее практическое разрешение задачи.

§ 9. Компенсация малым зеркалом ошибок большого

Наиболее ценной и ответственной оптической частью всякого телескопа является его большое зеркало. В простых системах телескопов это зеркало должно быть параболоидом; в сложных системах Грегори и Кассегрена оно также должно быть параболоидом.

На практике же обычно главное зеркало не является параболоидом, а отклоняется от него в ту или другую сторону в большей или меньшей степени. Если отклонения эти не превышают $\frac{1}{20} \lambda$, то мы называем зеркало первоклассным, так как в этом случае его разрешающая способность практическая равна теоретической.

Если отклонения поверхности зеркала от параболоида значительно больше $\frac{1}{20} \lambda$, то разрешающая способность зеркала отстает от теоретической разрешающей способности, качество изображения сильно понижается благодаря заметным уже аберрациям, и инструмент никогда уже не в состоянии проявить всей своей теоретической силы.

Если главное зеркало телескопа (сложной или простой системы) обладает поверхностью близкой к регулярной, но отличной от параболоида, то, вводя малое зеркало в соответствии с изложенной здесь теорией, можно значительно повысить качества всей системы, и в некоторых случаях совершенно неудовлетворительное, как параболоид, большое зеркало в сочетании с правильно подобранным малым зеркалом может составить даже первоклассную анаберрационную систему. Для пояснения сказанного приведем на рис. 31 кривую отклонения поверхности зеркала Штейнгеля ($D=240$; $A=1:3,75$) Потсдамской обсерватории.¹ Это зеркало

¹ М. Ф. Романова, Исследование параболических зеркал методом Гартманна Труды Государственного оптического института, т. IV, вып. 35, Лгр. 1927.

уклоняется от параболоида в сторону сферы, причем наибольшее отклонение достигает величины:

$$h_{\max}^0 = -0,85 \lambda = -0,00046 \text{ mm.}$$

Таким образом это зеркало является совершенно неудовлетворительным параболоидом, и мы должны были бы отнести его к 17-му классу



Рис. 31.

(если только вообще позволено говорить о столь высоких классах), так как наибольшее отступление его поверхности от параболоида в 17 раз превышает допустимое для первого класса отклонение. На том же рисунке пунктирной линией представлена кривая некоторого эллипсоида, у которого $h_{\max}^0$ тоже равен $-0,85 \lambda$. Таким образом поверхность зеркала Штейнгеля не является регулярной, но все же она весьма близка к поверхности эллипсоида.

Исходя из рис. 31, и наибольшие отклонения в этом случае, вероятно, не превышают $0,1 \lambda$, т. е. зеркало Штейнгеля, отнесенное не к параболоиду, а к нашему эллипсоиду является уже второклассным и может быть признано удовлетворительным эллипсоидом.

Величину характеристики C эллипсоида рис. 31 нетрудно найти из выражения (105) части I:

$$C = 1 + \frac{32 R^3 h_{\max}^0}{H^4} = 1 + \frac{4096 V_n^3 h_{\max}^0}{D} \quad (30)$$

Подставляя сюда $D = 240$; $V_n = 3,75$; $h_{\max}^0 = -0,00046$, получаем $C = +0,586$. Иными словами, ближайшая регулярная поверхность, относительно которой поверхность зеркала Штейнгеля является второклассной, есть эллипсоид с характеристикой $C = 0,586$.

Раз главное зеркало является второклассным, то можно создать второклассную анаберрационную систему путем добавления соответственно подобранного малого зеркала. Предположим для примера, что мы решили остановиться на удлиняющей предфокальной системе при $m = +5$ и $n = -2$; тогда подставляя эти значения в выражение (14) при $C = 0,586$, получаем значение $C_1 = -7,56$.

Т. е. малое выпуклое зеркало должно быть сплюснутым сфероидом ($C_1 = -7,56$) при заданных m и n .

После такого исправления система из 17-го класса переходит во второй при условии, конечно, правильно выполненного малого зеркала.

Но малое зеркало во много раз дешевле и проще изготовить, нежели исправлять неудавшееся большое. Наконец, может быть, мы и не сумеем по тем или иным причинам добиться хорошей фигурации большого зеркала, тогда как для того же качества фигурации малого зеркала потребуются, несомненно, значительно меньше искусства и способности мастера.

Если принять цену изготовления зеркал пропорциональной всего лишь второй степени их поперечника (что является безусловным преуменьшением), то и в этом случае при $m = 5$ изготовить дополнительное малое зеркало окажется в 25 раз выгоднее, нежели перешлифовать большое, не будучи при этом уверенным в благоприятных результатах.

По этому методу многие из существующих телескопов могут быть перестроены в анаберрационные системы и таким образом перейдут, если и не в первый, то в ближайшие к нему классы, в зависимости от свойств поверхности их больших зеркал.

§ 10. Эквивалентные фокус и относительное отверстие сложных систем

На рис. 32 изображен ход лучей в сложной (предфокальной удлиняющей) системе.

Здесь расстояние CD равно главному фокусному расстоянию зоны y большого зеркала F_y . Точка E есть эквивалентный фокус нашей анаберрационной системы; $f_1 = -EC_1$ и $f_{2y} = C_1D$ — сопряженные расстояния для зоны y_1 малого зеркала.

Назовем отрезок AD „фокусной длиной“ зоны y большого зеркала и обозначим его через $F'_y = AD$.¹

Таким же образом назовем „эквивалентной фокусной длиной“ зоны y_1 отрезок EB и обозначим его через $F'_{y_1} = EB$. Для центральной зоны мы, очевидно, имеем: $F'_0 = F_0$ и $F'_{y_1} = F_{y_1}$. Из подобия треугольников рис. 32 мы имеем право написать:

$$F'_{y_1} = E'_y \frac{\overline{A_1E}}{\overline{A_1D}}, \quad (31)$$

что для лучей центральных дает:

$$F_{y_1} = F_0 n_0, \quad (32)$$

потому-то величина n и характеризует собою удлинение или укорочение фокуса системы.

Чтобы найти из выражения (31) значение величины F'_{y_1} , мы последовательно определим значение F'_y , $\overline{A_1E}$ и $\overline{A_1D}$.

Высшими степенями весьма малых величин будем пренебрегать, как и во всех предшествовавших приближенных выкладках:

$$F'_y = \sqrt{y^2 + (F_0 - x + \Delta F_y)^2}. \quad (33)$$

Подставляя сюда из выражений (14) и (57) части I значение x и ΔF_y , получаем следующее приближенное значение для величины F'_y :

$$F'_y \approx F_0 \left[1 + \frac{y^2(1+C)}{8F^2} \right]. \quad (34)$$

Отсюда делаем между прочим одно важное заключение: одиночное зеркало любой характеристики, кроме $C = -1$, обладает различными фокусными длинами для различных зон, в результате чего одиночное зеркало страдает недостатком, называемым разностью зональных увеличений, проявляю-

¹ Здесь введен термин „фокусная длина“ для различия между этой величиной и величиной фокусного расстояния, которое нами отсчитывается только вдоль оси от вершины зеркала до фокуса.

щимся в так называемом явлении „кома“. Сплюснутый же сфероид (при $C = -1$) негоден в качестве одиночного зеркала для простой системы телескопа, так как там требуется параболическая форма зеркала.

В результате ни один из простых телескопов не может быть свободен от комы, и полезное поле его часто весьма ограничено в зависимости от размеров и относительного отверстия параболического зеркала.

Из того же рис. 32 и из выражения (5) определяем величину $\overline{A_1 E}$:

$$\begin{aligned}\overline{A_1 E} &= \sqrt{y_1^2 + (f_1 - x_1)^2} \cong f_1 \left[1 - \frac{y_1^2 (f_1 - r)}{2 f_1^2} \right] = \dots = \\ &= f_1 \left[1 - \frac{y_1^2 (n-1)}{4 f_1^2} \right].\end{aligned}\quad (35)$$

Заметим, что для всех наших четырех сложных систем эта формула остается справедливой, так как во всех случаях f_1 и x должны быть взяты с различными знаками.

Таким же образом определяем величину $\overline{A_1 D}$:

$$\overline{A_1 D} = \sqrt{y_1^2 + (f_{2y_1} - x_1)^2} = \sqrt{y_1^2 + (f_{2_0} + \Delta f_{2y_1} - x_1)^2}; \quad (36)$$

последнее выражение точно также справедливо для всех четырех случаев сложных систем.

Подставляя в выражение (36) значение Δf_{2y_1} из выражения (49) части I, получаем:

$$\overline{A_1 D} = \sqrt{y_1^2 + \left\{ f_{2_0} - \frac{2 x_1 [f_1^2 (1 - C_1) - r (2 f_1 - r)]}{(2 f_1 - r)^2} - x_1 \right\}^2}. \quad (37)$$

В последнем выражении производим замену величины r через ее значение из выражения (5) и, помня, что $\frac{f_1}{f_2} = n$, приводим выражение (37) к следующему виду:

$$\overline{A_1 D} \cong f_{2_0} \left\{ 1 + \frac{y_1^2 [n^3 - n^2 + n - 1 + (n+1)^3 C_1]}{8 f_{2_0}^2 n^3} \right\}. \quad (38)$$

Подставляя в выражение (31) найденные значения величин из выражений (34), (35) и (38), находим значение эквивалентной фокусной длины сложной системы для зоны y :

$$F'_{\Sigma, y} \cong \frac{F_0 f_1}{f_{2_0}} \left\{ 1 + \frac{y^2 (1 + C)}{8 F^2} - \frac{y_1^2 (n-1)}{4 f_1^2} - \frac{y_1^2 [n^3 - n^2 + n - 1 + (n+1)^3 C_1]}{8 f_{2_0}^2 n^3} \right\}. \quad (39)$$

Помня, что $y_1^2 \cong \frac{y^2}{m^2}$, что $f_{2_0}^2 \cong \frac{F^2}{m^2}$ и что $\frac{F_0 f_1}{f_{2_0}} = F_0 n_0 = F_{\Sigma, 0}$, мы можем переписать окончательно нашу формулу в следующем виде:

$$F'_{\Sigma, y} \cong F_{\Sigma, 0} \left\{ 1 + \frac{y^2 [n^3 C - (n+1)^3 C_1 - n^2 + n + 1]}{8 F^2 n^3} \right\}. \quad (40)$$

Называя через A относительное отверстие большого зеркала, и через A_{Σ} — эквивалентное относительное отверстие системы, мы получаем для последнего следующее приближенное значение:

$$A_{\Sigma} = \frac{D}{F_{\Sigma}} = \frac{D}{F n} = \frac{A}{n}, \quad (41)$$

откуда относительный эквивалентный фокус будет:

$$V_{\Sigma} = V n. \quad (42)$$

§ 11. Система с исправленным на кому полем

Если мы сумеем создать такую систему, в которой эквивалентные фокусные длины $F'_{э.у}$ будут постоянны для любых зон, то система наша окажется свободной от разности зонального увеличения, а поле такой системы свободным от комы.

Для выполнения этого условия достаточно, чтобы $F'_{э.у} = F_{э.0}$, что, согласно выражению (40), требует следующего равенства:

$$n^3 C - (n+1)^3 C_1 - n^2 + n + 1 = 0, \quad (43)$$

откуда:

$$C = \frac{(n+1)^3 C_1 + n^2 - n - 1}{n^3} \quad (44)$$

или:

$$C_1 = \frac{n^3 C - n^2 + n + 1}{(n+1)^3}. \quad (45)$$

Так как наша система является анаберрационной, то для нее должны быть справедливы и все предшествовавшие уравнения анаберрационных систем. Поэтому мы вправе, например, из выражения (45) и выражения (14) определить величину C в следующем виде:

$$C = 1 + \frac{2}{n^2(m-1)}. \quad (46)$$

Предъявив к системе новое требование, мы тем самым ограничили себя в произвольном выборе величины C ; в то время как раньше [выражение (16)] величина C была выражена тремя параметрами, теперь [выражение (46)] в выражении величины C участвуют лишь два параметра.

Таким же образом из выражений (44) и (16) получаем значение для величины C_1 в следующем виде:

$$C_1 = \frac{n^3 - n^2 + n \frac{(m+1)}{(m-1)} + 1}{(n+1)^3}. \quad (47)$$

Пользуясь выражением (46) и (47), составляем табл. XIV и XV для величин C и C_1 системы с исправленным на кому полем.

На рис. 33 представлены кривые C для различных систем с исправленным на кому полем. Эти кривые прерваны при $n = -1$, как при не имеющем смысла значении.

Системы предфокальные требуют большого зеркала гиперболической формы, при этом в случае предфокальных укорачивающих систем характеристика C может в некоторых случаях принимать весьма высокие численные значения, что не выгодно для изготовления большого зеркала.

Системы зафокальные в этом смысле значительно выгоднее: в случае зафокальных удлиняющих систем большое зеркало должно быть эллипсоидом, т. е. может быть весьма точно и просто испытываемо по методу Фуко в процессе его изготовления; в случае зафокальной укорачивающей системы мы имеем возможность придать большому зеркалу даже сферическую форму ($C=0$)!

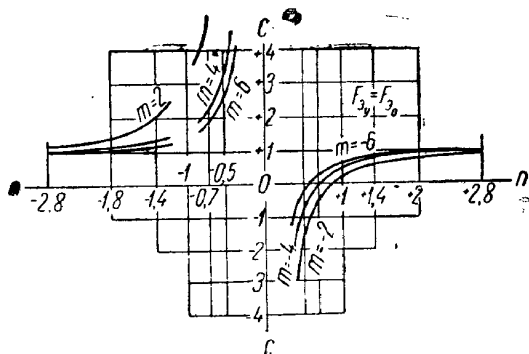


Рис. 33.

ТАБЛИЦА XIV

С при $F_{\text{э.у}'} = F_{\text{э.0}}$

[illegible]

ТАБЛИЦА XV

C_1 при $F_{э,у}' = F_{э,0}$

n	m	-2,8	-2	-1,4	-0,7	-0,5	-0,35	+2,8	+2	+1,4	+0,7	+0,5	+0,35
+6	..	+5,780	+13,80	+88,50	-30,11	0,600	+1,253						
+4	..	+5,908	+14,33	+99,33	-37,04	-1,664	+0,914		удлиняющая	Зафокальные системы		укорачивающая	
+2	..	+6,548	+17,00	+123,50	-71,59	-7,000	-0,783						
-2	..												
-4	..												
-6	..												

Предфокальные системы

удлиняющая

укорачивающая

На рис. 34 и 35 в различных масштабах даны кривые для характеристик малого зеркала C_1 , сопряженных с C . Как и следовало ожидать, эти кривые имеют разрыв при $n = -1$.

В отношении малого зеркала особенно благоприятны системы зафокальные, в которых малое зеркало должно быть эллиптическим.

Так как системы с исправленным на кому полем, несомненно, более совершенны, нежели системы Грегори или Кассегрена, и так как изготовление сферического большого зеркала (или даже эллиптического), несомненно, значительно проще, нежели зеркала пара-

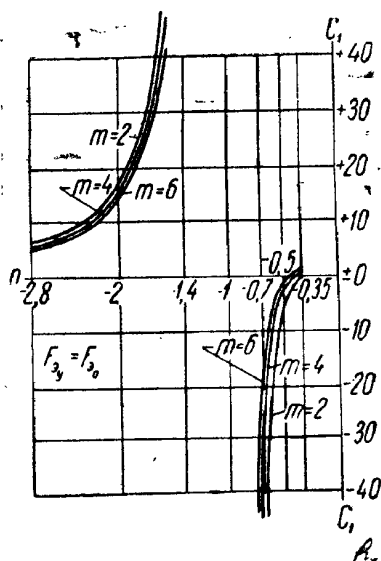


Рис. 34.

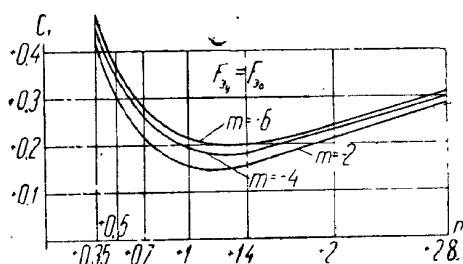


Рис. 35.

болического, то есть все основания отказаться от систем Грегори и Кассегрена и заменить их весьма совершенной и легко выполнимой анаберрационной системой с исправленным на кому полем и с большим зеркалом эллиптической или даже сферической формы.

Для выполнения последнего условия необходимо выражение (46) приравнять нулю, что приводит нас к равенству:

$$n = \pm \sqrt{-\frac{2}{m-1}}, \quad (48)$$

что возможно лишь при $m < 1$. Пользуясь выражением (48), дадим табл. XVI величины n для различных возможных и имеющих практический смысл значений m , при которых большое зеркало, будучи сферическим, создает систему с исправленным на кому полем.

ТАБЛИЦА XVI
 m , n и C_1 при $C = 0$

m	-6	-5	-4	-3	-2	-1,5
n	+0,535	0,577	+0,632	+0,707	+0,817	+0,894
C_1	+0,346	+0,317	+0,284	+0,242	+0,192	+0,161

Таким образом в случае исправленного на кому поля только укорачивающие зафокальные системы допускают применение большого сферического зеркала в сочетании с малым эллиптическим.

По этому принципу есть полный смысл строить сложные системы, которые будут значительно совершеннее и вместе с тем проще осуществимы, нежели иные системы.

Можно предложить весьма своеобразную систему телескопа, годную как для визуальных, так и для фотографических целей. Эта система схематически представлена на рис. 36.

Здесь A — большое сферическое зеркало; B — малое эллиптическое зеркало (из табл. XVI) с вершиной в точке C ; F и F_3 — фокус большого зеркала и эквивалентный фокус системы.

Малое зеркало в этом случае и начиная с этого предельного положения уже не заслоняет собою большого зеркала.

Большое зеркало, будучи сферическим, изготовляется весьма просто; малое же — либо выкраивается из эллипсоида большого размера, либо искусственными приемами перемещаем во время фигурации вершину эллипсоида C на край или даже вне края зеркала.

Об относительном отверстии (кажущемся и действительном) эллипсоида малого зеркала мы скажем то же, что уже говорилось в § 1 части II при разборе видоизмененной системы Гершеля, с тою лишь разницей, что там большие действительные относительные отверстия сильно понижали качество поля, здесь же поле системы исправлено (хотя, правда, только лишь на кому), а потому оно должно быть лучше при том же относительном отверстии, нежели поле видоизмененной системы Гершеля.

Для визуальных наблюдений мы к схеме рис. 36 добавляем плоское диагональное зеркало; для целей же звездной фотографии оно не является необходимым.

Я упомянул об этой своеобразной конструкции, не придавая ей все же серьезного значения, по той причине, что она дает возможность избежать диафрагмирования большого зеркала малым; а это последнее обстоятельство важно не столько в отношении уменьшения потерь света, сколько в отношении возможности избежать дифракционной картины на снимках ярких звезд, порождаемой растяжками вспомогательных зеркал, смонтированных обычно на пути лучей.

Резюмируя материал настоящего параграфа, я склонен настаивать на том положении, что наивыгоднейшую систему с исправленным полем следует искать не среди предфокальных систем, как то делали Шварцшильд и, кажется, Ричи, а среди систем зафокальных.

Зафокальные системы, правда, несколько длиннее систем предфокальных при равных условиях; но именно в силу простоты формы поверхности зеркал мы имеем возможность уклониться от равенства условий и получить зафокальные системы столь же компактные, что и системы предфокальные и притом весьма светосильные.

У таких систем имеется три бесспорных преимущества.

1) Простота и точность изготовления зеркал, так как либо оба зеркала могут иметь вогнутую эллиптическую форму поверхности, либо даже главное зеркало может быть сферическим.

2) Меньшие искажения из-за возможной расцентровки зеркал; ибо чем ближе поверхность зеркала к сферической (т. е. чем C ближе к нулю), тем слабее выражена вершина поверхности, и, наконец, сфера не имеет этой вершины вовсе.

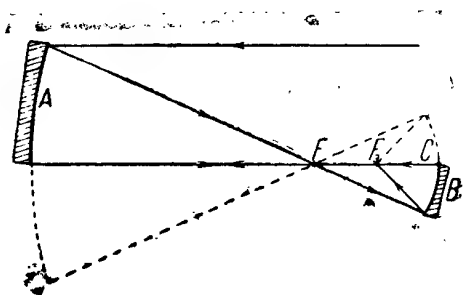


Рис. 36.

3) Большая стойкость анаберрационных свойств системы при неизбежных изменениях параметров положения, о чем мы уже упоминали раньше и что ясно видно из сравнения хода кривых на рис. 34 и 35.

Произведенные расчеты поля зафокальных систем, которых здесь пока затрагивать не будем, дают основания утверждать, что можно

построить зафокальную первоклассную анаберрационную систему с плоским полем, исправленным вполне на кому, при наличии лишь весьма небольшого астигматизма; при этом поле постоянной яркости вполне достаточно для практических целей.

Когда подобные расчеты будут закончены по всем направлениям, можно будет выбрать наивыгоднейшую во всех отношениях зафокальную систему с исправленным полем.

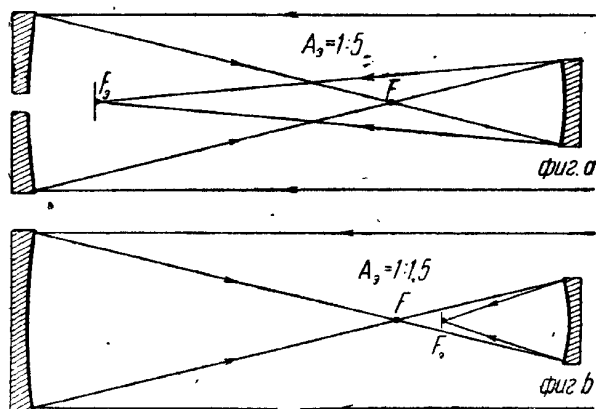


Рис. 37.

На рис. 37 фиг. а изображена зафокальная удлиняющая система с исправленным полем; главное зеркало благодаря эллиптической форме поверхности может быть изготовлено весьма короткофокусным, чем и достигнется малая длина инструмента при достаточной эквивалентной светосиле системы.

На рис. 37 фиг. б изображена зафокальная укорачивающая система с исправленным полем и со сферическим главным зеркалом. В этом случае мы имеем возможность создать систему исключительно высокой светосилы.

Для визуальных наблюдений мы к схемам рис. 37 должны добавить плоские диагональные зеркала, тогда как для случая звездной фотографии имеется полный смысл помещать фотографическую пластинку непосредственно в фокальной плоскости системы внутри трубы, предусмотрев соответственное приспособление для пуантирования звезды в плоскости пластинки и без посредства трубы-искателя.

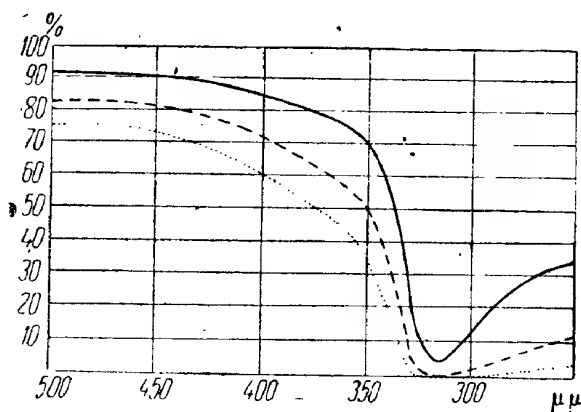


Рис. 38.

Для пояснения последнего положения я воспользуюсь данными Хумфрейза¹ и на рис. 38 приведу три кривых: сплошную — для однократного отражения от серебряного фильма, пунктирную — для двукратного отражения и точечную — для трехкратного отражения. По оси абсцисс

¹ W. J. Humphreys, *Astroph. J.* XVI, 341—343, 1902.

отложена длина волны, выраженная в миллимикронах; по оси ординат — отражающая способность в процентах. Диафрагмирование одним зеркалом другого в расчет не принято, и предположено, что лучи падают на поверхность нормально, так как даже в случае падения лучей на серебрянный фильм под углом 45° , как показывает работа Шанта (Chant),¹ существенного изменения в коэффициенте отражения не происходит.

Как видим, если от добавления лишнего зеркала визуальная яркость сравнительно мало уменьшается, то яркость в коротковолновой части спектра падает катастрофически низко, доходя почти до нуля вблизи $\lambda = 316 \text{ мμ}$.

Вот почему в случае звездной фотографии следует отказываться от всякого лишнего вспомогательного зеркала.

В заключение замечу, что выполнение условия $F'_{\lambda,y} = F_{\lambda,0}$ равносильно выполнению условия синусов, так как в этом случае точки B_y (рис. 32) для различных зон располагаются по дуге круга с центром в точке E , а при этом ординаты падения лучей y пропорциональны синусам углов α_y .

§ 12. Исправление астигматизма и кривизны поля

Соблюдая условие синусов, мы тем самым освободили систему от главного недостатка поля — от комы. При этом характеристика большого зеркала C оказалась выраженной лишь через два параметра [выражение (46)].

Как только мы ввели новое ограничение, положив $C=0$ [выражение (48)], у нас отпала и третья переменная величина, и мы получили линейную зависимость между двумя параметрами m и n , причем среди ряда вещественных корней только лишь некоторые имеют практический смысл.

Отказываясь от условия $C=0$, мы можем ввести новые условия, повышающие качества поля, исправляя поле, во-первых, на астигматизм и, во-вторых, на кривизну. Беря уравнения радиуса кривизны поля для лучей меридиональных (ρ_1) и экваториальных (ρ_2) и приравнявая их друг другу, мы введем условие исправления поля на астигматизм. Приравнявая ρ_1 бесконечности, мы создадим систему с плоским полем для меридиональных лучей. Приравнявая ρ_1 отрицательной величине ρ_2 ($\rho_1 = -\rho_2$), мы получим систему с плоским полем.

Введя дополнительное условие исправления поля системы на астигматизм, мы получим некоторое выражение для C , как функции одной лишь переменной (m или n). Вещественные корни этой функции представят ряд возможных анаберрационных систем с исправленным и на кому и на астигматизм полем; очевидно, далеко не все возможные значения окажутся практически приемлемыми.

Введя, наконец, дополнительное условие исправления системы и на кривизну поля, мы получим некоторое вполне определенное и единственное численное значение для величины C . Если это значение окажется вещественным и если при этом, на наше счастье, окажутся вещественными и имеющими практический смысл значения прочих трех переменных (m , n и C_1), то в этом случае анаберрационная система окажется исправленной и на кому, и на астигматизм, и на кривизну поля.

Так как исследования поля системы выходят за пределы намеченных рамок настоящей работы, я и позволяю себе, не нарушая, на мой взгляд, ее цельности, отнести эти исследования к другой работе.

Вопрос об исправлении поля на кому я затронул по двум причинам: во-первых, кома самый существенный недостаток поля, устраняя который

¹ А. А. Чикин, Отражательные телескопы, 41—42, 1915.

мы уже получаем поле достаточно хорошо исправленное; и, во-вторых, соблюдение условия синусов весьма просто укладывается в рамки моих исследований и формул.

Для конструктора или вычислителя кроме изложенного выше можно наметить еще следующий путь: из различных сочетаний табл. XIV выбрать несколько и вычислить для них астигматизм и кривизну поля; построив по этим нескольким точкам кривые, можно остановиться на такой анаберрационной с исправленным на кому полем системе, у которой и астигматизм будет достаточно мал, и поле будет достаточно плоским, и параметры будут обладать приемлемыми с точки зрения конструкции значениями.

§ 13. Ошибки приближенной теории

Большинство выводов части II мы получили исходя из приближенных формул части I.

При этом нами, очевидно, допускались некоторые ошибки, величина которых может быть исчезающе малой лишь в случае зеркал не слишком больших и не слишком светосильных.

Попробуем вскрыть теперь эти ошибки и дать новый ряд основных формул, которые будут несравненно ближе подходить к точным формулам, нежели прежние наши приближенные формулы. Эти формулы мы условимся соединять знаком точного равенства, а переменную отмечать значком (o).

Начнем с простейшего примера и покажем на нем метод вывода этих формул высокой степени точности.

Уравнение регулярной поверхности в точном виде было выражено нами в виде [выражения (31) части I]:

$$y^2 = 2R_0x - x^2(1 - C);$$

в приближенном же виде:

$$y^2 \cong 2R_0x.$$

Обозначая через Δ ошибку приближенной формулы, мы имеем право написать новое более точное (в данном случае абсолютно точное) выражение для величины y_0 :

$$y_0^2 = y^2 + \Delta, \quad (49)$$

где

$$\Delta = -x^2(1 - C).$$

То же уравнение регулярной поверхности мы, по выражению (32) части I, представляли и в другом виде:

$$x = \frac{R_0 - \sqrt{R_0^2 - y^2(1 - C)}}{1 - C},$$

принимая приближенно:

$$x \cong \frac{y^2}{2R_0}.$$

Из них первое выражение можно представить в виде:

$$x = \frac{R_0 - \sqrt{R_0^2 - y^2(1 - C) + \frac{y^4(1 - C)^2}{4R_0^2} - \frac{y^4(1 - C)^2}{4R_0^2}}}{1 - C}.$$

Выводя квадрат двучлена из-под корня и пренебрегая членами со степенями u выше четвертой, мы приводим последнее выражение к виду:

$$x_0 = \frac{y^2}{2R_0} + \frac{y^4(1-C)}{8R_0^3} + \dots \quad (50)$$

Обозначая через Δ ошибку приближенной формулы, получаем:

$$x_0 = x + \Delta, \quad (51)$$

где

$$\Delta = + \frac{y^4(1-C)}{8R^3}.$$

В последней строчке значка $(_0)$ при величине R можно и не писать, так как для определения ошибки можно, конечно, без заметной погрешности брать радиус кривизны любой зоны.

Далее нами было выведено значение продольной аберрации Δf_{2y} [выражение (48) части I] в точном виде:

$$\Delta f_{2y} = - \frac{2x(R_0 + Cx)[f_1^2(1-C) - R_0(2f_1 - R_0)]}{(2f_1 - R_0)[R_0(2f_1 - R_0) - 2x(1-C)(f_1 - R_0) + Cx^2(1-C)]}$$

и в приближенном виде [выражение (49) части I]:

$$\Delta f_{2y} \approx - \frac{2x[f_1^2(1-C) - R_0(2f_1 - R_0)]}{(2f_1 - R_0)^2}.$$

Вычитая из точного выражения выражение приближенное, мы получаем величину ошибки Δ в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Delta &= - \frac{2x^2[f_1^2(1-C) - R(2f_1 - R)][2f_1 - R(2-C)]}{R(2f_1 - R)^3} = \\ &= \Delta f_{2y} \frac{x[2f_1 - R(2-C)]}{R(2f_1 - R)}. \end{aligned} \quad (52)$$

Поэтому продольную аберрацию можно выразить в новом виде так:

$$\Delta^0 f_{2y} = \Delta f_{2y} + \Delta = \Delta f_{2y} \left\{ 1 + \frac{x[2f_1 - R(2-C)]}{R(2f_1 - R)} \right\}. \quad (53)$$

В случае сферической поверхности полагаем $C=0$ и получаем:

$$\Delta^0 f_{2y} = - \frac{2x(f_1 - R)^2}{(2f_1 - R)^2} \left\{ 1 + \frac{2x(f_1 - R)}{R(2f_1 - R)} \right\}. \quad (54)$$

В случае параболической поверхности полагаем $C=1$ и получаем:

$$\Delta^0 f_{2y} = \frac{2R_0x}{2f_1 - R_0} \left(1 + \frac{x}{R} \right) = \frac{2Fx}{f_1 - F} \left(1 + \frac{x}{2F} \right); \quad (55)$$

с последним выражением мы уже встречались, оно, кстати сказать, является выражением абсолютно точным.

Переходя от частных продольных к главным продольным аберрациям, мы должны во всех предыдущих формулах положить $f_1 = \infty$. Таким образом из выражений (52) и (53) мы получаем уравнение главной продольной аберрации в следующем общем виде:

$$\Delta^0 F_y = \Delta F_y + \Delta = - \frac{x(1-C)}{2} - \frac{x^2(1-C)}{2R} = - \frac{x(1-C)}{2} \left(1 + \frac{x}{R} \right); \quad (56)$$

здесь

$$\Delta F_y = - \frac{x(1-C)}{2}$$

и

$$\Delta = - \frac{x^2(1-C)}{2R}.$$

Подобным же образом можно найти ошибки и для других приближенных выражений. Если эти ошибки выражены через x , то мы пренебрегаем членами со степенями x выше второй; если ошибки выражены через y , то мы соответственно пренебрегаем степенями y выше четвертой.

Прилагая приведенные формулы высокой точности для вывода уравнения анаберрационной системы [§ 3, выражения (6) — (9)], мы должны были бы записать наше условие в следующем виде:

$$\frac{x(1-C)}{2} \left(1 + \frac{x}{R}\right) = \frac{2x_1 [f_1^2(1-C_1) - r_0(2f_1 - r_0)]}{(2f_1 - r_0)^2} \left\{ 1 + \frac{x_1 [2f_1 - r(2-C_1)]}{r(2f_1 - r)} \right\}; \quad (57)$$

вводя вместо x и x_1 их значение из выражения (50), мы получили бы уравнение анаберрационной системы, выраженное через y^2 , y^4 , y_1^2 и y_1^4 . Уравнение ординат пришлось бы выразить через параметр m_y , непостоянный для различных зон, а потому мы смогли бы вывести анаберрационное условие лишь для двух некоторых зон; все же прочие зоны обладал бы теми или иными избыточными aberрациями.

Поэтому вполне целесообразно пойти по такому пути: взяв некоторую анаберрационную систему первого приближения, проследить ход лучей для избранных зон и найти для этих зон избыточную aberрацию, пользуясь формулами настоящего параграфа. От найденных продольных aberраций нетрудно перейти к aberрациям поперечным и оценить качество системы.

Точно так же можно определить величину комы, астигматизма и размытости изображения на плоской пластинке в силу кривизны поля. То поле, на протяжении которого размытость изображения точки в силу комы, астигматизма и кривизны поля не превышает разрешающей способности фотографической пластинки, назовем первоклассным фотографическим полем (для данного сорта пластинок) и выразим его в угловых единицах.

В то время как для визуальных наблюдений основным и, пожалуй, единственным требованием является отсутствие aberраций на оптической оси, для наблюдений фотографических важно качество изображения на побочных осях, и чем полезное поле шире, тем лучше. Однако в этом случае мы должны сообразоваться и с фотографическими задачами и с сортом пластинок, а потому в общем виде решить задачи не можем.

В виде примера произведем точный расчет следующей системы на ее анаберрационность.

Нам дано следующее вогнутое сферическое зеркало в качестве большого зеркала для зафокальной укорачивающей системы, свободной от комы: $C=0$; $R_0=R=10\,000$ mm; $D=2H=1000$ mm; $A \approx 1:5$.

Задавшись параметром $m_0=-4$, находим по выражению (48) параметр n , по выражению (47) характеристику малого зеркала C_1 и по выражению (18) радиус кривизны малого зеркала r_0 :

$$\text{получаем при } C=0 \text{ и при } m_0=-4 \left\{ \begin{array}{l} n_0 = +0,63246, \\ C_1 = +0,28304, \\ r_0 = +968,57. \end{array} \right.$$

Находим также сопряженные расстояния для центральных лучей:

$$\begin{aligned} f_2 &= -\frac{R_0}{2m_0} = 1250,0, \\ f_1 &= f_2 n_0 = 790,58. \end{aligned}$$

Разбиваем наше зеркало на 6 зон (считая и центральную зону); для каждой зоны точно вычисляем ход лучей, в результате чего получаем продольные aberрации и эквивалентные фокусные длины нашей системы; результаты вычисления укладываем в табл. XVII.

Приведенная здесь таблица точного расчета анаберрационной системы с исправленным на кому полем, со сферическим большим и с эллиптиче-

ТАБЛИЦА XVII

y	0	100	200	300	400	500
A_y	1:∞	1:25	1:12,5	1:8,33	1:6,25	1:5,00
x	0	0,50001	2,00020	4,50101	8,00320	12,50781
ΔF_y	0	— 0,25002	— 1,00030	— 2,25152	— 4,00480	— 6,26173
F_y	5 000,0000	4 999,7500	4 998,9997	4 997,7485	4 995,9952	4 993,7383
y_1 прикл.	0	— 25	— 50	— 75	— 100	— 125,
x_1 прикл.	0	0,32	1,29	2,90	5,16	8,06
y_1 точное	0	— 25,0023	— 50,0184	— 75,0625	— 100,1481	— 125,2905
x_1 точное	0	0,3227	1,2921	2,9117	5,1874	8,1281
f_{2y}^0	1 250,0000	1 250,2500	1 251,0003	1 252,2515	1 254,0048	1 256,2617
f_{1y}	790,576	790,57	790,57	790,57	790,56	790,56
$F_{\partial.y}$	3 162,3	3 162,2	3 162,5	3 162,4	3 162,1	3 162,3
α	0°0'0"	1°48'44"	3°37'33"	5°26'37"	7°16'01"	9°05'51"

ским малым зеркалом (система зафокальная укорачивающая), показывает, что продольные абберации не превышают 0,02 мм и условие синусов соблюдено с высокой точностью, так как различие между величинами $F'_{\partial.y}$ не превышает $\pm 0,2$ мм (замечу, что, к сожалению, при вычислениях я пользовался всего лишь пятизначными логарифмами, ведя вычисления с точностью до шестой значащей цифры). Относительное отверстие нашей системы равно: $A_s = 1:3,16$. Если бы заменить нашу систему соответствующим одиночным параболическим зеркалом первого класса, то его допустимая продольная абберация была бы 0,021 мм, а фокусная длина крайней зоны была бы на 20 мм длиннее фокусной длины центральной зоны (вместо наших 0,2 мм).

Таким образом система наша в отношении аббераций является перво-классной, невзирая на ее весьма большой поперечник ($D=1000$) и относительное отверстие ($A_s = 1:3,16$). Эта система в отношении комы стоит неизмеримо выше, нежели одиночное параболическое зеркало или сложная система Кассегрена или Грегори. Большое зеркало, будучи сферической формы, весьма просто изготавливается и испытывается; то же самое относится и к изготовлению и испытанию малого вогнутого эллиптического зеркала.

Как выяснили дополнительные вычисления, поле этой случайно взятой системы оказалось плоским при наличии небольшого астигматизма. Но ведь эта именно система в силу случайности ее выбора и не претендует на звание наилучшей системы и приведена лишь для примера.

Раз эта система проще выполнима и выше по своим оптическим качествам, нежели классические системы с параболическим зеркалом, то почему бы не отказаться от этих последних и не перейти на иные системы, аналогичные с только что рассмотренной.

§ 14. Заключение

Ставя повышенные требования к качеству поля, мы принуждены отказаться как от простых систем телескопов, так равно и от сложных систем

Грегори и Кассегрена, так как все эти системы обладают заведомо несовершенным полем.

Уничтожая главный недостаток поля—кому, мы приходим к анаберрационным системам с исправленным на кому полем. Все эти системы (см. рис. 33) требуют большого зеркала непараболической формы.

Системы предфокальные, конструктивно более выгодные, требуют большого зеркала гиперболической во всех случаях формы; зафокальные—требуют формы большого зеркала, от эллиптической до формы сплюснутых сфероидов (проходя через значение сферы).

Так как главную ценность телескопа представляет его большое зеркало, то, сделав одно такое зеркало с удачно выбранной характеристикой, можно построить телескоп и укорачивающей и удлиняющей системы одновременно, при этом величина m в этих двух случаях будет различной (см. рис. 33), и притом для удлиняющих систем численное значение величины m всегда будет меньше, нежели для систем укорачивающих. Делая таким образом два различных малых зеркала, мы можем по желанию обращать систему из длиннофокусной в короткофокусную, в обоих случаях с исправленным на кому полем.

Исправлять поле, строго говоря, есть смысл лишь у короткофокусных систем, которые могут служить для целей звездной фотографии, тогда как системы длиннофокусные, служащие для визуальных или спектроскопических наблюдений, не нуждаются на практике в исправлении поля и должны быть лишь анаберрационными.

В этом случае задача разрешается еще проще: мы выбираем наиболее удобную для нас укорачивающую комбинацию с исправленным полем, а второе малое зеркало для удлиняющей системы выбираем с любыми параметрами m и n и по этим параметрам и характеристике большого зеркала C находим характеристику малого зеркала C_1 удлиняющей анаберрационной системы.

Разбираемые мною анаберрационные системы имеют следующие преимущества.

- 1) Они допускают исправление поля.
- 2) Они дают возможность выбрать практически удобные и выгодные значения для характеристик зеркал, что особенно важно в отношении большого зеркала.
- 3) Они дают возможность не доводить поверхности большого зеркала до заданного значения характеристики C , а получить лишь достаточно плавную (первоклассную) поверхность второго порядка, или, пользуясь нашей терминологией, регулярную поверхность. Эта поверхность в конце-концов может быть какой угодно, только не параболической. Сделать требуемые малые зеркала в соответствии с получившимся в результате полировки большим зеркалом несравненно проще и рациональнее, нежели изготовлять большое зеркало не только первоклассной, но и именно параболической формы поверхности. Ведь в случае системы Грегори или Кассегрена для малых зеркал все равно нужно так же точно выдержать и их кривизну и характеристику, как и в случае наших систем.

4) Наконец, анаберрационные системы позволяют повышать качества существующих уже зеркал, не являющихся удовлетворительными параболами, что нами было выше довольно подробно рассмотрено.

Изготовление зеркал любых характеристик требует новой методики рабочего их испытания, и, если бы я не попытался дать в дальнейшем этой методики, анаберрационные системы оказались бы на практике во многих случаях детищем мертворожденным.

Грегори и Кассегрена, так как все эти системы обладают заведомо несовершенным полем.

Уничтожая главный недостаток поля—кому, мы приходим к анаберрационным системам с исправленным на кому полем. Все эти системы (см. рис. 33) требуют большого зеркала непараболической формы.

Системы предфокальные, конструктивно более выгодные, требуют большого зеркала гиперболической во всех случаях формы; зафокальные—требуют формы большого зеркала, от эллиптической до формы сплюснутых сфероидов (проходя через значение сферы).

Так как главную ценность телескопа представляет его большое зеркало, то, сделав одно такое зеркало с удачно выбранной характеристикой, можно построить телескоп и укорачивающей и удлиняющей системы одновременно, при этом величина m в этих двух случаях будет различной (см. рис. 33), и притом для удлиняющих систем численное значение величины m всегда будет меньше, нежели для систем укорачивающих. Делая таким образом два различных малых зеркала, мы можем по желанию обращать систему из длиннофокусной в короткофокусную, в обоих случаях с исправленным на кому полем.

Исправлять поле, строго говоря, есть смысл лишь у короткофокусных систем, которые могут служить для целей звездной фотографии, тогда как системы длиннофокусные, служащие для визуальных или спектроскопических наблюдений, не нуждаются на практике в исправлении поля и должны быть лишь анаберрационными.

В этом случае задача разрешается еще проще: мы выбираем наиболее удобную для нас укорачивающую комбинацию с исправленным полем, а второе малое зеркало для удлиняющей системы выбираем с любыми параметрами m и n и по этим параметрам и характеристике большого зеркала C находим характеристику малого зеркала C_1 удлиняющей анаберрационной системы.

Разбираемые мною анаберрационные системы имеют следующие преимущества.

- 1) Они допускают исправление поля.
- 2) Они дают возможность выбрать практически удобные и выгодные значения для характеристик зеркал, что особенно важно в отношении большого зеркала.
- 3) Они дают возможность не доводить поверхности большого зеркала до заданного значения характеристики C , а получить лишь достаточно плавную (первоклассную) поверхность второго порядка, или, пользуясь нашей терминологией, регулярную поверхность. Эта поверхность в конце-концов может быть какой угодно, только не параболической. Сделать требуемые малые зеркала в соответствии с получившимся в результате полировки большим зеркалом несравненно проще и рациональнее, нежели изготовлять большое зеркало не только первоклассной, но и именно параболической формы поверхности. Ведь в случае системы Грегори или Кассегрена для малых зеркал все равно нужно так же точно выдержать и их кривизну и характеристику, как и в случае наших систем.

4) Наконец, анаберрационные системы позволяют повышать качества существующих уже зеркал, не являющихся удовлетворительными параболами, что нами было выше довольно подробно рассмотрено.

Изготовление зеркал любых характеристик требует новой методики рабочего их испытания, и, если бы я не попытался дать в дальнейшем этой методики, анаберрационные системы оказались бы на практике во многих случаях детищем мертворожденным.

Обзор существующих и новые методы испытания зеркал

Посвящаю светлой памяти
Александра Андреевича Чикина

Глава 1

§ 1. О методах испытания вообще

Многолетняя практика (с 1911 г.) по изготовлению и испытанию астрономических зеркал показала мне ненадежность или громоздкость существующих методов испытания и побудила к поиску новых путей в этой области.

В результате мне, на мой взгляд, удалось, во-первых, ввести улучшения и повышение чувствительности в существующие методы и, во-вторых, дать новый метод испытания зеркал любых характеристик.

Современный успех рефлекторов, открывающих все новые и новые астрономические горизонты, объясняется не столько заменой металлических зеркал стеклянными посеребренными, сколько усовершенствованием рабочих методов их испытания, и каждый новый шаг вперед в этом направлении является поэтому не только желательным, но и необходимым. К первоклассным зеркалам предъявляется требование исключительно высокой точности их фигурации ($\frac{1}{20} \lambda$),¹ каковая не могла быть достигнута ни Россом, ни Ласселем, ни тем более Гершелем: их способы испытания зеркал были и несовершенны и малочувствительны, а потому первоклассное зеркало могло получиться у них лишь как счастливая случайность.

Проблема испытания зеркал с высокой точностью была, наконец, решена: Фуко — для зеркал вогнутых сферических и эллиптических, Коммон (Common) — для зеркал плоских и Ричи (Ritchey) — для вогнутых параболических и малых выпуклых гиперболических зеркал. Поэтому лишь со времен Ричи стало практически возможным выполнение первоклассных рефлекторов как простых, так и сложных систем.

Перечисленные авторы дали нам определенные рабочие методы высокой чувствительности для испытания зеркал, и если не всегда удается получить, пользуясь этими методами, первоклассное зеркало, то причина теперь лежит не в методе испытания, а в степени искусства мастера, изготовляющего зеркало, в деформациях стекла и в температурных влияниях.

Под рабочими методами испытания я понимаю те, коими пользуется мастер в процессе изготовления зеркала. Этими методами мастер пользуется многократно и не только в течение всей работы, но и в течение одного рабочего дня. Поэтому всякий рабочий метод только тогда является достаточно хорошим, когда он достаточно прост, нагляден и быстр.

Под контрольными методами испытания я разумею те, которые применяются обычно однократно для исследования и оценки уже готового зеркала. Эти методы могут быть и более громоздкими, и более длительными, и совершенно не наглядными.

Типичным рабочим методом испытания является теневой метод ножа и светящейся точки; типичным контрольным — метод Гартманна. Если бы, невзирая на всю громоздкость и длительность метода Гартманна,

¹ Критерий ГОИ.

мы пожелали бы пользоваться им в качестве рабочего метода, то в силу его полной ненаглядности мастер не смог бы исправлять ошибок, указываемых методом Гартманна, и вся работа велась бы наугад и ощупью; в лучшем случае мастер стал бы пользоваться опять-таки теневым методом, оценивая теневую картину в соответствии с показаниями испытания по Гартманну и добиваясь новой более совершенной теневой картины.

Мастеру мало знать поверхность зеркала в данный момент, — ему необходимо видеть, какова эта поверхность и как она изменяется и в процессе полирования и в процессе охлаждения зеркала.

Температурный режим играет основную роль в процессе фигурации зеркальной поверхности, и один и тот же полировальник при различных температурных режимах может привести к прямо противоположным результатам: так, например, с помощью полировальника, предназначенного для параболизации сферического зеркала, можно часто получить из сферы сплюснутый сфероид. Поверхность зеркала буквально живет на глазах мастера, и, если эта жизнь зеркальной поверхности понятна мастеру, успех работы вполне обеспечен. Вот почему рабочий метод должен быть и быстрым и наглядным.

До настоящего времени не разрешена удовлетворительно задача рабочего испытания вогнутых гиперболоидов и сплюснутых сфероидов, и, наконец, самым больным является вопрос об испытании выпуклых зеркал вообще.

Все эти пробелы я и стараюсь восполнить предлагаемыми здесь мною новыми методами рабочего испытания зеркальных поверхностей.

Для выяснения этих новых методов я, по необходимости, принужден дать беглый критический обзор существующих методов испытания зеркал как рабочих, так и контрольных.

По внешним признакам можно было бы разделить методы испытания на такие, как: окулярный, ножевой, фотографический, интерференционный и другие. Можно было бы, как это делает Ивон (Yvon),¹ весьма рационально разделить методы испытания по тем отклонениям, которые определяются в результате испытания. Для меня же существенно важно разделить все методы испытания зеркальных поверхностей на три основных группы:

- 1) методы качественного испытания,
- 2) методы полуколичественного испытания,
- 3) методы количественного испытания.

Один и тот же по внешним признакам метод, например ножевой, может явиться и качественным, и полуколичественным, и количественным методом испытания — в зависимости от способа его применения. Поясню это на примерах.

1) Метод качественный. Испытывается вогнутое несферическое зеркало из центра кривизны центральной зоны с помощью искусственной звезды и ножа (метод Фуко); при этом мы наблюдаем на поверхности зеркала характерные тени и по этому теневому рельефу можем заключить, принадлежит ли зеркало к классу сплюснутых или к классу вытянутых сфероидов. Однако, если оно принадлежит, например, к последнему классу, мы вовсе не можем заключить, является ли зеркало эллиптическим, параболическим или гиперболическим.

Таким образом, помещая нож и звезду в анаберрационную точку сферы, мы не можем дать числа для величины характеристики несферической поверхности. Теневой метод Фуко при испытании вогнутых поверхностей с расстояний, отличных от анаберрационных, является типичным качественным методом испытания.

¹ Revue d'optique, 1925.

2) Метод полуколичественный. Помещая нож и звезду в анаберрационных точках поверхности или системы поверхностей, мы при перемещении ножа не наблюдаем теневого рельефа лишь в случае совершенства испытываемых поверхностей. В этом случае при малейшем перемещении ножа в плоскости, перпендикулярной оси и проходящей через вторую анаберрационную точку зеркала, оно мгновенно и равномерно темнеет. Таким образом можно испытывать сферу из центра кривизны, эллипсоид из двух его фокусов, параболоид в параллельных лучах из главного фокуса и гиперболоид в сходящихся в одном фокусе лучах из другого фокуса.

Всякое отклонение поверхности или системы поверхностей от той теоретической анаберрационной, в анаберрационных точках которой мы поместили нож и звезду, обнаружится в виде характерных теней, причем, чем ближе поверхность или система к избранной нами теоретической, тем слабее становятся эти тени. При некоторых достаточно малых отклонениях, для данного индивидуального глаза и при данных условиях испытания, эти тени становятся, наконец, вовсе неуловимыми, чем и определяется индивидуальная чувствительность примененного метода.

Пусть поверхность некоторого зеркала известна нам с абсолютной точностью и пусть наибольшее отклонение этой поверхности от некоторой заданной теоретической равно $\frac{1}{50} \lambda$. Пусть далее при данных светящейся точке, ноже, источнике света и затемнении комнаты, глаз наблюдателя *A* еще улавливает теневую картину зеркала, тогда как глазу наблюдателя *B* зеркало представляется потерявшим теневой рельеф: отсюда мы в праве заключить, что чувствительность примененного метода для наблюдателя *A* — выше, а для наблюдателя *B* — ниже $\frac{1}{50} \lambda$.

Если бы мастер доводил поверхность зеркала до того состояния, когда теневой рельеф становится для него уже неуловимым, то подобный метод явился бы количественным методом, так как в этом случае мы имели бы право утверждать, что отклонения поверхности зеркала от избранной нами теоретической не превышают индивидуальной чувствительности метода.

Если же, как это часто и бывает, зеркало не доведено до такой степени совершенства и теневой рельеф еще заметно виден, то мы не можем дать численного значения величины наблюдаемых отклонений и лишь приблизительно оцениваем порядок их на основании известного личного опыта. Строго говоря, и в этом случае мы можем дать число для величины отклонений, понижая искусственно чувствительность метода, конечно, при условии известности закона изменения чувствительности.

Такие методы испытания, при которых я имею возможность приблизиться к теоретической поверхности с точностью равной чувствительности метода, но не могу дать точного числа отклонений, если таковые еще наблюдаются, — я позволю себе называть методами полуколичественного испытания.

Теневой метод Фуко при испытании зеркал или систем из их анаберрационных точек является типичным полуколичественным методом испытания.

3) Метод количественный. Закрывая вогнутое зеркало (любой характеристики) диафрагмой, открывающей различные зоны зеркала, и помещая светящуюся точку на любом от зеркала расстоянии, мы с помощью ножа имеем возможность определить продольные аберрации для избранных нами зон и после знакомых уже нам из части I перечислений мы получаем численные значения отклонений поверхности зеркала (на данных зонах) от заданной теоретической поверхности, опять-таки с вероятными ошибками, равными чувствительности избранного нами метода.

Пусть, например, чувствительность избранного нами количественного метода испытания равна $\frac{1}{10} \lambda$. Если бы в этом случае в результате испытания мы получили кривую первоклассного зеркала, мы не имели бы еще права считать и само зеркало первоклассным, так как возможная ошибка в $\frac{1}{10} \lambda$ превышает допустимые отклонения для зеркальных поверхностей первого класса.

В то же время, если метод полуколичественный при чувствительности, например, в $\frac{1}{20} \lambda$ показал поверхность с исчезнувшим теневым рельефом, мы имеем полное право гарантировать для такого зеркала первый класс.

Таким образом решающую роль при выборе метода играет его чувствительность, которая должна быть, во всяком случае, не ниже $\frac{1}{20} \lambda$. Если известна чувствительность метода и если мастер доводит поверхность зеркала до предела этой чувствительности, то метод полуколичественный по своим свойствам становится количественным методом; если при этом чувствительность полуколичественного метода выше чувствительности метода количественного, то он становится лучше и ценнее этого последнего.

Условимся, что всякий хороший рабочий метод испытания должен удовлетворять следующим четырем основным требованиям:

- 1) он должен быть быстрым и наглядным;
- 2) чувствительность его должна быть высока и, во всяком случае, не ниже $\frac{1}{20} \lambda$;
- 3) он должен давать одновременно картину всей поверхности зеркала (а не отдельных точек или зон);
- 4) он должен обнаруживать астигматизм и местные неправильности поверхности зеркала.

После этих предпосылок мы имеем возможность перейти к критическому разбору существующих методов испытания зеркал.

§ 2. Теневой метод ножа и искусственной звезды

Этот метод, предложенный в 1858 г. Фуко,¹ не только не устарел, но является и в настоящее время наиболее популярным и ценным методом рабочего испытания зеркал. Многие методы, носящие имя других авторов, имеют в основе тот же нож и ту же искусственную звезду, т. е. основу метода Фуко.

В чистом виде этот метод пригоден лишь для испытания вогнутых зеркал. Испытание производится в лабораторной обстановке со всеми вытекающими отсюда выгодами. Нож и искусственная звезда помещаются на конечном расстоянии от зеркала.

В случае испытания сферического зеркала можно нож и звезду поместить в центре кривизны сферы; в случае испытания эллиптического зеркала можно поместить нож в одном, а звезду в другом фокусе эллипсоида. В этих случаях метод Фуко становится методом полуколичественного испытания; чувствительность его весьма велика, и я полагаю на основании большого опыта в отношении именно теневого метода, что в этом случае чувствительность его может быть доведена до $0,01 \lambda$, а, может

¹ L. Foucault, Memoire sur la constr. des telesc., Ann. de l'observ. de Paris V, 1858; A. Toepler, Beob. nach einer neuen opt. Methode, 1864.

быть, и выше, так как отклонения от $0,02 \lambda$, обнаруживаемые по Гартманну, мне вполне отчетливо удавалось подметить и при теневом методе, даже при условии весьма несовершенной его установки. Мое мнение, пока еще не доказанное экспериментально, что чувствительность теневого полук количественного метода, особенно с теми изменениями, которые я в него внес, превосходит чувствительность всех остальных методов, приемлемых для испытания зеркал.

В случае испытания эллипсоида с характеристикой, достаточно близкой к единице, да еще при достаточно большом R_0 , пришлось бы, очевидно, создавать непомерно длинные помещения для его испытания из двух фокусов; при этом чувствительность обязательно понижалась бы в силу воздушных токов, неизбежных при столь длинных помещениях. Поэтому испытание эллипсоидов, достаточно близких к параболоиду, выпадает из области применения полук количественного теневого метода Фуко и нуждается в каком-то ином методе испытания.

Теневой метод Фуко в случае испытания гиперболоидов, параболоидов, эллипсоидов, достаточно близких к параболоидам, и сплюснутых сфероидов становится уже методом лишь качественным, полезным, может быть, как подсобный для других методов, но не дающим численного значения характеристики испытываемой поверхности.

В заключение можно сказать, что теневой метод ножа и искусственной звезды при испытании сферических зеркал из центра кривизны или зеркал эллиптических из их фокусов—является методом весьма быстрым и весьма наглядным; чувствительность его весьма велика и более чем достаточна для требований первого класса; поверхность зеркала исследуется полностью и одновременно, хотя метод этот обладает наибольшей чувствительностью по диаметру зеркала, перпендикулярному к лезвию ножа; астигматизм зеркала легко и наглядно обнаруживается за исключением тех случаев, когда ось астигматизма строго параллельна или перпендикулярна лезвию ножа; для контроля на астигматизм можно повернуть зеркало вокруг оси на угол около 45° , и, если при этом теневая картина не изменяется, зеркало свободно от астигматизма.

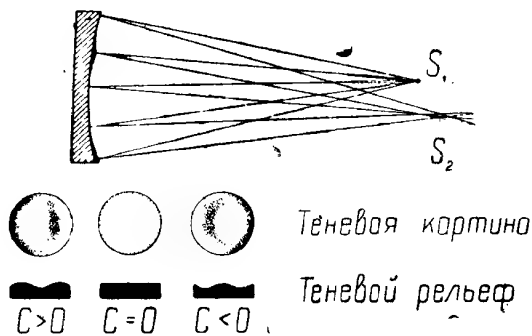


Рис. 39.

Таким образом метод Фуко для испытания сферических и эллиптических вогнутых зеркал является отличным рабочим испытательным методом.

На рис. 39 изображено расположение светящейся точки S_1 и ножа S_2 при испытании поверхностей из центра кривизны центральной зоны, а также теневая картина и кажущийся теневой рельеф (нож влево от звезды) для вытянутых сфероидов, сферы и сплюснутых сфероидов. Чертеж хода лучей дан для случая вытянутых сфероидов. Наиболее узкое место отраженного пучка лучей, в котором у нас помещен нож S_2 , назовем не вполне строго „чувствительной точкой“. В случае сферы чувствительная точка представляет собою дифракционное изображение светящейся точки S_1 . В случаях иных поверхностей—это кружок рассеяния той или иной величины и того или иного распределения интенсивности. При испытании эллипсоида из его фокусов теневая картина и рельеф, очевидно, те же, что и у сферы при испытании ее из центра кривизны.

§ 3. Теневой метод ножа и небесной звезды

Метод Фуко может стать полуколичественным и для испытания параболических зеркал, если мы поместим нож в главном фокусе параболоида, а светящуюся точку отнесем в бесконечность. Такой бесконечно удаленной светящейся точкой может явиться любая небесная звезда. Параболическое зеркало для испытания по этому методу либо монтируется в телескопе, либо устанавливается неподвижно, тогда как лучи от звезды направляются на зеркало с помощью целостата.

Теневая картина совершенного параболоида в этом случае такова же, как теневая картина сферы при испытании ее из центра кривизны, т. е. теневой рельеф отсутствует, и зеркало почти мгновенно и равномерно темнеет при ничтожном перемещении ножа в фокальной плоскости.

Недостатки этого метода понятны и очевидны: во-первых, лишь в редкие ночи разрешающая способность совершенного параболоида достигает своей теоретической величины, поэтому либо приходится долго ожидать хороших атмосферных условий, либо при плохих атмосферных условиях довольствоваться низкой чувствительностью; во-вторых, что очевидно, испытания можно производить только в ясные ночи, что опять-таки неприемлемо для рабочего метода; в-третьих, в силу суточного движения звезд приходится прибегать к сравнительно громоздким установкам; в-четвертых, в условиях испытания зеркал на открытом воздухе невозможно добиться прежнего постоянства температуры мастерской — условия существенно важного; и, наконец, в-пятых, яркость звезд, хотя бы и первой величины, не достаточно велика, поэтому теневая картина, особенно в случае короткого фокуса испытуемого зеркала, представляется мало контрастной, что влечет за собой понижение чувствительности. Последнее рассуждение требует пояснения.

Действительно, исследуя зеркало из центра кривизны (нож, искусственная звезда), мы наблюдаем каждый элемент его поверхности под тем же телесным углом, под каким на него падают освещающие лучи, поэтому воспринимаемая нами яркость поверхности зеркала будет зависеть от интенсивности источника света, от площади отверстия искусственной звезды, от отражающей способности стеклянной поверхности и от чувствительности глаза, но не от радиуса кривизны (или фокуса) испытуемого зеркала.

Принимая за независимые переменные отражающую способность стекла и индивидуальные свойства глаза, мы вправе лишь изменять интенсивность источника света и поперечник искусственной звезды. Интенсивность источника света мы можем повышать лишь до известного предела наших технических достижений, да кроме того никто не мешает нам пользоваться во всех случаях наиболее интенсивными из существующих источников света. Идя по линии изменения площади отверстия искусственной звезды, мы приходим к заключению, что как большие, так и весьма малые светящиеся точки одинаково отрицательно влияют на субъективную контрастность теневой картины, а значит, и на чувствительность испытания: большие отверстия хотя создают и яркую картину, но зато со смягченными тенями в силу крупных размеров изображения светящейся точки; весьма малые отверстия должны были бы создать весьма контрастную картину, но она при этом так бледна, что глаз едва ее улавливает. Поэтому, очевидно, существуют для каждого источника света некоторые оптимальные размеры искусственной звезды, при которых визуальная чувствительность теневого метода максимальна.

Все же, если бы даже мы и имели возможность безгранично увеличивать напряженность источника света, мы бы не стали переходить по пути уменьшения отверстия искусственной звезды определенного теоретического предела, при котором поперечник звезды меньше дифракцион-

ного кружка изображения математической точки. Дальнейшее уменьшение поперечника искусственной звезды почти уже не вызовет уменьшения ее дифракционного изображения, чувствительность же испытания при этом обязательно будет понижаться в силу уменьшения яркости теневой картины.

Поперечник d дифракционного кружка изображения математической точки приблизительно равен:

$$d \cong \frac{\lambda \cdot R}{D} = \frac{2\lambda}{A} = 2\lambda \cdot \frac{1}{A}, \quad (1)$$

где R — радиус кривизны зеркала, D — его поперечник и $A \cong$ — относительное отверстие и относительный фокус зеркала; для визуальных наблюдений можно принять $\lambda = 540 \text{ мк}$. Выражение (1) справедливо для случая испытания зеркал из центра кривизны. В случае испытания зеркал вблизи главного фокуса поперечник d_1 дифракционного изображения весьма удаленной математической точки представляет собою величину вдвое меньшую:

$$d_1 \cong \frac{\lambda \cdot F}{D} = \frac{\lambda}{A} = \lambda \cdot \frac{1}{A}. \quad (2)$$

Выражения (1) и (2) представим в виде табл. XVIII, которая дает нам для различных относительных отверстий зеркал, испытываемых вблизи центра кривизны и вблизи главного фокуса, поперечники дифракционного изображения математической точки.

ТАБЛИЦА XVIII

A	1:1,75	1:2,5	1:3,5	1:5	1:7	1:10	1:14	1:20
$d_{\text{mm}} (f_1 \cong R) \dots$	0,0019	0,0027	0,0038	0,0054	0,0076	0,0108	0,0151	0,0216
$d_{1\text{mm}} (f_1 \cong \infty) \dots$	0,0010	0,0014	0,0019	0,0027	0,0038	0,0054	0,0076	0,0108

В случае испытания зеркала из центра кривизны предельная ширина светящейся точки, очевидно, будет того же порядка, что и величина d , т. е. всего несколько тысячных долей миллиметра. Такие малые точки на практике обычно не применяются и в действительности превосходят в десятки раз числа нашей таблицы; объясняется это отчасти трудностью изготовления таких малых точек — с одной стороны, и, главное, бледностью теневой картины при столь малых точках — с другой стороны.

В случае испытания зеркала с двух конечных расстояний f_1 и f_2 при условии, что нож находится на расстоянии f_2 от зеркала, а звезда на расстоянии f_1 , поперечник d_2 изображения светящейся точки аналогично имеет следующее предельное значение:

$$d_2 \cong \frac{\lambda \cdot f_2}{D}, \quad (3)$$

т. е. значение среднее между d и d_1 табл. XVIII. Так как изображение искусственной звезды является в этом случае уменьшенным, то поперечник d_3 искусственной звезды может быть взят в $\frac{(f_1 - R)}{(R - f_2)} = \frac{f_1}{f}$ раз больше величины d_2 , т. е.

$$d_3 = d_2 \frac{f_1}{f_2} = \frac{\lambda \cdot f_1}{D}. \quad (4)$$

Таким образом при весьма длинных испытательных помещениях, при весьма большом удалении светящейся точки f_1 , можно пользоваться сравнительно крупными светящимися отверстиями. Яркость же теневой картины при этом не изменяется, так как, во сколько раз увеличился световой поток при увеличении светящегося отверстия с расстояния f_1 , во столько же раз увеличился и телесный угол, под которым мы наблюдаем поверхность зеркала с расстояния f_2 .

Совсем не то будет происходить при испытании зеркала с помощью небесной звезды. В этом случае величина светового потока, отражающегося от зеркала, будет пропорциональна яркости звезды и квадрату поперечника зеркала (D^2); телесный же угол, под которым мы наблюдаем освещенную поверхность зеркала, будет пропорционален светосиле зеркала, т. е. величине $\frac{D^2}{F^2} = A^2$. Поэтому яркость каждого элемента поверхности зеркала будет пропорциональна квадрату фокусного расстояния зеркала (F^2) и яркости избранной для наблюдения звезды.

В случае короткофокусных зеркал теневая картина, создаваемая небесной звездой даже первой величины, будет настолько бледна, что визуальная чувствительность такого метода окажется вовсе неудовлетворительной. Чем длиннее фокус испытываемого зеркала, тем теневой метод испытания по небесным звездам, вообще говоря, чувствительнее.

Резюмируя все вышеизложенное, мы должны сказать о теневом методе испытания зеркал с помощью ножа и небесной звезды следующее.

1) Метод этот нагляден, но весьма сложен и длителен, а возможность его применения зависит полностью от атмосферных условий.

2) Чувствительность этого метода весьма различна и находится в зависимости от абсолютной длины фокусного расстояния зеркала, яркости избранной для наблюдения звезды и атмосферных условий.

3) Поверхность зеркала исследуется полностью и одновременно.

4) Степень обнаружения астигматизма зависит и от чувствительности — величины переменной, и от атмосферных условий, так как часто мы можем наблюдать картину ложного астигматизма в случае направленных воздушных токов. Поэтому этот метод должен быть признан неудовлетворительным рабочим методом испытания зеркал.

§ 4. Метод фокограмм

Заменяя в ножевом методе глаз наблюдателя фотографическим аппаратом или даже просто фотографической пластинкой, на которой получается внефокальное изображение искусственной или небесной звезды, при условии нахождения ножа в чувствительной точке, мы можем запечатлеть на фотографической пластинке теневую картину исследуемого зеркала.

Переходя от визуального наблюдения к фотографическому, мы имеем возможность сильно повысить чувствительность метода за счет применения весьма малых светящихся точек — математических в случае небесных звезд и соответствующих табл. XVIII в случае искусственных звезд; при этом малая яркость поверхности зеркала будет компенсироваться соответственным временем экспозиции.

Все это справедливо лишь в том случае, если нам удастся в течение всего времени экспозиции удерживать нож в неизменном положении относительно чувствительной точки, а это условие не так легко соблюсти на практике, особенно в случае испытания по небесным звездам, где несовершенство часового механизма установки, воздушные токи и температурные изменения, вызывающие смещение лучей, являются довольно серьезными препятствиями для получения хороших результатов.

Пользуясь для получения фокограммы фотографическим аппаратом, мы фокусируем объектив аппарата на поверхность зеркала; нож поме-

щается перед объективом аппарата в чувствительной точке. В этом случае фотографическое изображение теневой картины зеркала подобно ей самой.

Помещая на некотором расстоянии за ножом фотографическую пластинку (без объектива), мы получаем изображение теневой картины с нарушенным подобием, особенно в случае наличия больших аберраций.

Чтобы в этом случае иметь возможность отождествить зоны изображения с зонами зеркала, можно поместить на перпендикулярном лезвию ножа диаметре зеркала ряд меток, которые отпечатлеются и на фокограмме. Чувствительность фотографического метода при правильной его постановке вообще должна быть выше чувствительности визуального метода.

На рис. 40 изображено: *A*—зеркало, с несколькими зональными метками, *B*—теневая визуальная картина поверхности этого зеркала, *C*—фокограмма, полученная с помощью фотографического аппарата, и *D*—фокограмма, полученная без помощи фотографического аппарата. На фокограммах (*C* и *D*) обнаружены такие мелкие местные неправильности, которые от визуального наблюдения часто ускользают.

На фокограмме *D* изображение теневой картины перестало быть ей подобным, и кроме того отсутствуют резкие контуры картины *C*, особенно у краев, что происходит оттого, что обычно самый край зеркала бывает несколько развернут. В случае объектива, сфокусированного на поверхность зеркала, край дает яркий кантик с правого бока фокограммы *C*; в случае отсутствия объектива он создает светлый ореол с правого бока фокограммы *D*.

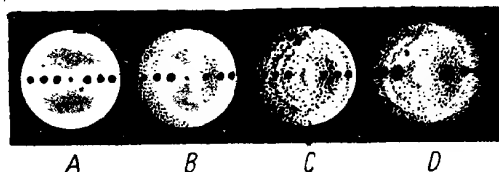


Рис. 40.

При исследовании по методу фокограмм зеркал или систем из их анаберрационных точек этот метод является методом полукорреляционным высокой чувствительности.

При исследовании же зеркал или систем с расстояний отличных от анаберрационных метод фокограмм без дополнительного фотометрирования снимков, является методом лишь качественным. Так как метод фокограмм дает объективную зафиксированную теневую картину всей поверхности зеркала, так как чувствительность его весьма высока и ничтожные местные и зональные неправильности и астигматизм делаются доступными обнаружению, — этот метод надо признать очень хорошим контрольным методом, хотя и несамостоятельным. В качестве рабочего метода в силу его длительности, неизбежной для всякого фотографического метода, приходится признать метод фокограмм мало удовлетворительным для зеркал сферических и эллиптических и вовсе неудовлетворительным для зеркал параболических, требующих для своего испытания либо небесной звезды, либо автоколлимационной установки со всеми вытекающими отсюда отрицательными свойствами.

§ 5. Метод теневого испытания по зонам

Этот метод пригоден для количественного испытания вогнутых зеркал любых характеристик. Подлежащее испытанию зеркало либо поочередно закрывается диафрагмами, затемняющими всю поверхность зеркала кроме избранной зоны,¹ либо перед зеркалом помещается диафрагма, выделяющая целый ряд зон,² как это изображено на рис. 41. Так как чув-

¹ А. А. Чикин, Отражательные телескопы, 1915.

² G. W. Ritchey, The two-foot reflecting telescope..., The Astroph. J. XIV, 1901.

чувствительность ножевого метода максимальна на диаметре зеркала, перпендикулярном к лезвию ножа, то нет смысла вырезать на диафрагмах зоны по всей окружности; этим и объясняется своеобразный вид диафрагмы Ричи (рис. 41).

Как в первом, так и во втором случае мы перемещаем нож до тех пор, пока он не совпадет с чувствительной точкой избранной зоны, о чем мы будем судить по равномерности потемнения данной зоны. От получаемых при этом продольных aberrаций нетрудно перейти к отклонениям поверхности от заданной теоретической.

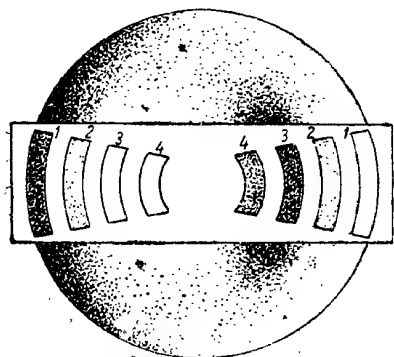


Рис. 41.

Пользуясь для испытания диафрагмой Ричи, мы поневоле наблюдаем кроме испытываемой зоны и все остальные, которые так или иначе освещены; нужно выработать в себе привычку не обращать внимания на различную яркость прилегающих зон и фотометрировать в данный момент избранную зону так, как если бы остальных не существовало или, во всяком случае, учитывать влияние контраста; все это требует большого навыка и вносит все же некоторые индивидуальные ошибки.

Брешир устроил приспособление для закрывания любых зон, управляемое из центра кривизны зеркала.¹ Диафрагма Ричи имеет свои несомненные преимущества перед съемными диафрагмами: 1) вырезанные зоны всегда концентричны друг другу; 2) устранена возможность смещения зеркала при замене одной диафрагмы другой; 3) испытание проходит значительно быстрее, и наблюдатель не должен покидать своего места возле ножа; 4) благодаря последнему условию температурные изменения в значительно меньшей степени влияют на точность получаемых результатов.

Чем меньшее количество зон мы выделяем на диафрагме, тем меньшая часть поверхности зеркала нами исследуется и тем произвольнее наше заключение о качестве зеркала. Чем больше зон мы выделим, тем уже будет каждая зона, и в этом случае дифракция значительно понизит чувствительность испытания. Таким образом плохи и широкие зоны при малом их числе, и узкие зоны при большем их числе. Я бы рекомендовал заготавливать для каждого испытываемого зеркала не менее двух диафрагм Ричи с широкими зонами, но так чтобы зоны одной диафрагмы не совпадали с зонами другой диафрагмы. Этим способом мы, не понижая чувствительности, увеличиваем число испытываемых точек зеркала; правда, что при этом многие положительные качества диафрагмы Ричи если и не исчезают вовсе, то, во всяком случае, значительно умяются, но таково уже свойство всех компромиссов.

Ширина отверстия зоны, вообще говоря, положительно влияет на чувствительность испытания, так как при малой дифракции мы с большей остротой можем произвести установку ножа в чувствительную точку. Это все справедливо пока при данных f_1 и f_2 aberrации зеркала не слишком велики и пока есть возможность говорить о более или менее равномерном потемнении на протяжении всей зоны; в противном случае зоны большой ширины могут оказаться менее выгодными, чем зоны меньшей ширины.

Чувствительность теневого метода зонального испытания, вообще говоря, невысока и в большинстве случаев недостаточна для зеркал первого класса. Пользоваться этим методом можно для зеркал сравнительно малых размеров и сравнительно длиннофокусных.

¹ J. S. Plaskett, Public. of the Dominion Astroph. observatory, 1, № 1.

В заключение скажем о методе зонального испытания, что он: 1) достаточно быстр, но не вполне нагляден; 2) чувствительность его во многих случаях недостаточна для первоклассных зеркал; 3) поверхность зеркала исследуется не полностью и не одновременно (даже при диафрагме Р и ч и); 4) астигматизм испытуемого зеркала, можно сказать, остается неуловимым (в пределах требований первого класса), так как при вращении экрана, а с ним вместе и ножа (о вращении зеркала говорить, конечно, не приходится) мы не гарантированы, что не произошло никаких смещений в установке и что температурные условия остались неизменными.

Отсюда делаем вывод, что метод зонального испытания является неудовлетворительным рабочим методом испытания зеркал. Пользоваться этим методом как самостоятельным при условии возможности учета астигматизма каким-либо иным способом можно лишь для испытания относительно малых и относительно длиннофокусных зеркал, которые, впрочем, нас здесь мало интересуют и для которых приемлемы, в конце концов, любые методы испытания.

§ 6. Метод окулярного испытания

Изображение искусственной или небесной звезды можно наблюдать с помощью окуляра, смещенного с резкой наводки на фокус. Наблюдае-

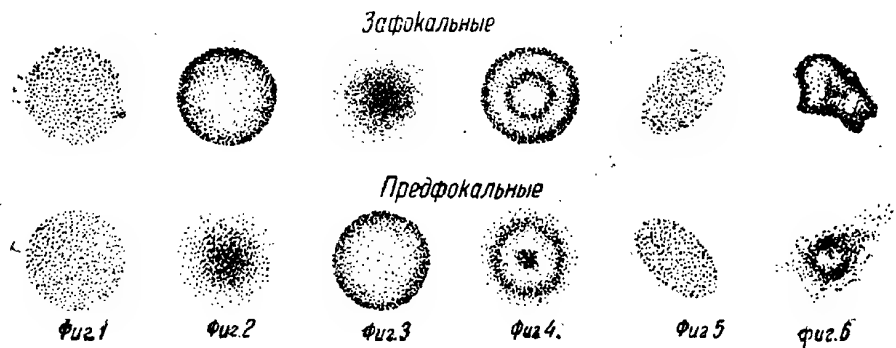


Рис. 42.

мые при этом внефокальные изображения светящейся точки назовем зафокальными или предфокальными изображениями—в зависимости от положения передней фокальной плоскости окуляра относительно чувствительной точки зеркала.

На рис. 42 изображена серия зафокальных и соответственных предфокальных изображений светящейся точки для различных поверхностей. Здесь фиг. 1 представляет собою окулярную картину анаберрационной поверхности, наблюдаемой из ее анаберрационных точек; фиг. 2 и фиг. 3—окулярная картина перекорректированной и недокорректированной поверхности; фиг. 4—поверхности с зональными неправильностями (ямка в центре и углубленная средняя зона); фиг. 5—астигматизм в чистом виде; фиг. 6—окулярная картина скверного зеркала: астигматичного, с грубыми зональными и местными неправильностями и с сильно развнутым краем. В случае испытания анаберрационных поверхностей или систем из их анаберрационных точек окулярный метод является методом полуколичественного испытания; в прочих случаях—методом лишь качественным. Чувствительность этого метода одинакова по всем диаметрам испытуемого зеркала, благодаря чему весьма наглядно и легко обнаруживается астигматизм зеркала.

На оценку астигматизма сильно влияет астигматизм глаза наблюдателя, качество окуляра и качество центровки всей установки. Поэтому для пользования этим методом необходимо хорошо изучить наблюдателю свойства своего глаза и окуляра, пользоваться окулярами типа ортоскопических, держать изображение звезды по возможности в центре поля зрения окуляра, выверить центровку установки, держать искусственную звезду и ее изображение по возможности ближе к оптической оси зеркала и не пользоваться большими зрчками выхода окуляра в случае астигматичного глаза.

Чувствительность окулярного метода сравнительно низкая и обычно недостаточная для требований первого класса.

Метод этот весьма простой, быстрый и наглядный. Поверхность зеркала исследуется полностью и одновременно.

В качестве самостоятельного рабочего метода даже полуколичественный метод окулярного испытания в общем должен быть признан неудовлетворительным. В качестве подсобного к ножевому методу этот метод может быть очень рекомендован по причине наглядности и легкости обнаружения астигматизма.

До изобретения Фуко ножевого метода оптики обычно и пользовались окулярным методом, но изготовить, пользуясь им, первоклассные зеркала, как правило, не могли, если зеркало задавалось не слишком малого размера и не слишком малого относительного отверстия.

При испытании параболического зеркала по звездам этот метод (которым, кстати сказать, пользуется каждый астроном при исследовании качеств инструмента) перестает быть рабочим методом и обращается в контрольный.

Им обычно пользовался В. Гершель, испытывая зеркала своей шлифовки по фокальным и внефокальным изображениям звезд. Он мог, строго говоря, лишь контролировать однократно или многократно поверхность изготовляемого зеркала, работа же по исправлению поверхности велась наугад и почти вслепую по причинам, изложенным в начале части III.

§ 7. Метод Гартманна ¹

Метод Гартманна — типичный количественный метод испытания любух вогнутых зеркал при любом удалении светящейся точки от зеркала.

Теория и практика этого метода применительно к параболическим зеркалам особенно полно и хорошо разобраны в работе М. Ф. Романовой, ² а потому позволю себе перейти только лишь к критической оценке этого метода, как метода рабочего, но не контрольного.

1) Метод этот связан с фотографическими процессами и кроме того требует довольно кропотливого измерения снимков и вычисления поверхности испытываемого зеркала, а потому он и длителен и громоздок. Метод Гартманна абсолютно не нагляден для мастера в том смысле, как мы говорили выше.

2) Чувствительность этого метода вполне достаточна для требований первого класса.

3) Поверхность зеркала исследуется одновременно, но по отдельным лишь его точкам, а не полностью; дефекты центра и края зеркала остаются необнаруженными; зональные и местные неправильности могут либо вовсе ускользнуть от наблюдения, либо привести к не вполне правильным заключениям о характере поверхности: все зависит от того, как расположатся зональные неправильности относительно отверстий в диафрагме. Чем большее число зон мы подвергнем испытанию, тем меньше вероят-

¹ J. Hartmann, ZS. f. Instr. XXIV, 1904.

² М. Ф. Романова, Труды ГОИ, вып. 35, 1927.

ность таких ошибок, но при этом, в силу необходимости, отверстия на диафрагме должны быть взяты меньшего диаметра, что понижает чувствительность метода.

4) При рациональном расположении отверстий на диафрагме астигматизм испытываемого зеркала всегда будет обнаружен и достаточно точно измерен.

Резюмируя все вышесказанное, приходится признать метод Гартманна неудовлетворительным рабочим методом испытания зеркал, не отнимая от него хороших качеств в роли метода контрольного.

Во многих случаях существенно важно исследовать центральную часть поверхности зеркала, где по характеру самого процесса полирования зеркал могут появляться большие отклонения (в виде ямки или бугра) от плавной поверхности. Недопустимость таких отклонений в некоторых случаях нам будет ясна в дальнейшем при рассмотрении метода Коммона.

В этих случаях я бы предложил испытывать зеркало по Гартманну вблизи центра кривизны. Расположение приборов показано на рис. 43. Испытуемое зеркало *A* закрыто диафрагмой *B* с системой круглых отверстий, расположенных в непосредственной близости от вершины зеркала; светящаяся точка *S* помещена в центре кривизны зеркала; пластинка *E* расположена непосредственно за чувствительной точкой зеркала и защищена от источника света ширмой *C*. При таком расположении приборов можно достичь вполне удовлетворительной центровки системы, не прибегая к помощи полупосеребренного плоскопараллельного зеркальца или к помощи кубика.

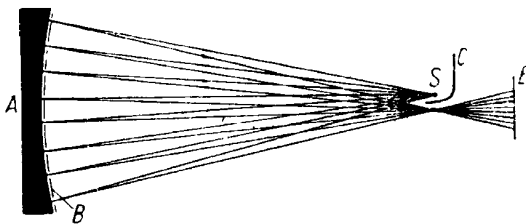


Рис. 43.

Промеру подлежат диафрагма *B* и один только зафокальный снимок *E*. В случае весьма грубой точности измерения диафрагмы (в десятки раз меньшей, нежели точность измерения снимка) чувствительность метода Гартманна в подобном виде будет лишь вдвое ниже чувствительности его в обычном виде при прочих равных условиях. С этой чувствительностью, во-первых, можно мириться, во-вторых, ее можно повысить, измеряя диафрагму с большей точностью, и, в-третьих, чувствительность метода Гартманна при испытании из центра кривизны сама собою повышается, так как путь лучей во много раз сокращается, чем в значительной мере устраняется вредное влияние воздушных токов, почти неизбежное при длинных испытательных помещениях.

Таким образом, испытывая вогнутые зеркала по методу Гартманна из центра кривизны, мы, во-первых, имеем возможность исследовать центральную часть зеркала; во-вторых, измерение высокой точности производится только для одного снимка, и, в-третьих, размеры испытательного помещения могут быть весьма скромны и лишь немногим превосходить двойную фокусную длину испытываемого зеркала.

§ 8. Методы Майкельсона, Коттона и Твеймана

Эти три интерференционных метода являются количественными методами испытания зеркал, обладающими достаточно высокой чувствительностью.

Оценивая их в качестве рабочих испытательных методов, мы должны сказать следующее.

Метод Майкельсона и метод Коттона достаточно громоздки и достаточно длительны; чувствительность их, так же как и метода Гартмана, вполне достаточна для требований первого класса и одинакова по всем диаметрам испытуемого зеркала. Поверхность зеркала не исследуется полностью, хотя метод Майкельсона и даже Коттона допускает возможность испытания сколь угодно большого числа точек зеркала, зато при этом отпадает возможность одновременного исследования этих точек, а длительность испытания соответственно возрастает. Таким образом все недостатки метода Гартмана в общих чертах остаются и в методах Майкельсона и Коттона, независимо от того, будем ли мы пользоваться этими методами визуально или фотографически, а потому в качестве рабочих методов испытания эти два метода приходится признать неудовлетворительными. В качестве же контрольных методов эти методы так же хороши (если не лучше), как и метод Гартмана.

Переходя к методу Твеймана, мы не можем подвести его под одну рубрику с перечисленными выше тремя методами испытания, так как он, во-первых, вполне нагляден для мастера, во-вторых, испытание по нему производится сравнительно быстро и, в-третьих, картина поверхности зеркала (вернее, картина волновой поверхности) наблюдается одновременно и полностью.

Недостатки его—другого характера и состоят в том, что мы находимся в зависимости от качества эталонов интерферометра. Если речь идет об изготовлении крупных зеркал, а такие нас главным образом и интересуют, то, очевидно, необходимо либо иметь в наличии, либо изготовить наново соответственные плоские первоклассные зеркала большого размера; все это сильно осложняет и удорожает работу и удлиняет срок изготовления зеркала. Для каждого нового зеркала большего размера пришлось бы готовить наново и собирать новый интерферометр с еще большими оптическими плоскостями,—вот почему метод Твеймана приходится признать неприемлемым для испытания (как рабочего, так и контрольного) зеркал достаточно крупного размера.

§ 9. Метод пробных стекол

Этот интерференционный метод, применяющийся обычно в заводской практике массового производства, может быть, конечно, применен и для испытания астрономических зеркал, но, как мы увидим ниже, сложность этого метода в большинстве случаев не окупается точностью испытания.

Действительно, испытывая некоторое зеркало по пробному стеклу, мы тем самым вводим лишнее требование строгого выполнения величины R_0 , что далеко не всегда обязательно, но что значительно повышает трудность изготовления зеркала вообще. Далее этот эталон нужно тоже как-то испытывать и довести его поверхность до степени даже большего совершенства, нежели поверхность испытуемого зеркала. Таким образом для испытания пробного стекла мы подразумеваем какой-то иной метод, отличный от метода пробных стекол; при массовом производстве, конечно, есть смысл готовить такие пробные стекла, но изготовление больших астрономических зеркал никогда не было массовым производством, оно по многим причинам в корне отличается от него и, вероятно, никогда таковым и не будет.

Далее, так как все разобранные нами методы дают возможность испытывать лишь вогнутые зеркала, то для испытания вогнутого зеркала с помощью пробного выпуклого пришлось бы готовить это последнее по некоторому первоначальному вогнутому, что уже совершенно абсурдно. Поэтому об испытании вогнутых зеркал по методу пробных стекол вовсе не приходится говорить.

Иначе обстоит дело с испытанием выпуклых зеркал, для которых мы пока-что не встретили ни одного метода их испытания: в этом случае мы имеем возможность изготовить весьма точно пробное вогнутое стекло и испытывать с его помощью выпуклое зеркало в процессе его фигурации.

Кстати сказать, выпуклое зеркало обычно входит в качестве малого зеркала в сложные системы телескопов (удлиняющая предфокальная система), и для них соблюдение не только величины C , но и величины R_0 в большинстве случаев является обязательным или уж, во всяком случае, желательным.

Поэтому метод пробных стекол, сложный и дорогой, может быть применен лишь для испытания выпуклых зеркал в виду отсутствия иного метода их испытания.

§ 10. Методы испытания плоских зеркал

Плоские зеркала, как мы видели выше, занимают совершенно обособленное положение среди прочих зеркал, так как к ним всегда предъявляется строгое требование соблюдения величины радиуса кривизны: $R = \infty$. Если бы мы располагали первоклассной плоскостью требуемых размеров, то проще всего было бы употребить ее в качестве пробного стекла для испытания изготавливаемого зеркала. Хорошо, если лаборатория или мастерская имеют в наличии такую первоклассную плоскость, но это все же лишь случайный и притом не самостоятельный выход из положения. Обычно работа данной мастерской все время прогрессирует, делая новые и новые рекорды и в смысле размеров и в смысле точности изготовления выпускаемых зеркал. Кроме того необходимо уметь контролировать имеющийся в наличии эталон, свойства которого с течением времени и в зависимости от многих условий могут меняться. Поэтому совершенно естественно, что мастерская когда-нибудь, но обязательно, столкнется с необходимостью изготовления такого пробного плоского зеркала или уж, во всяком случае, с необходимостью испытания имеющегося в наличии плоского эталона. Но в таком случае не проще ли отказаться от изготовления плоского пробного стекла, а испытывать изготавливаемое плоское зеркало по тем же методам, которые мы предполагали применить для испытания пробной плоскости?

Испытывать плоские зеркала можно тремя следующими методами.

1) Метод трех зеркал. Шлифуются три плоских зеркала одинакового поперечника и путем полировки доводятся до той степени совершенства, при которой, в случае наложения 1-го зеркала на 2-е, 2-го на 3-е и 3-го на 1-е, наибольшее искривление интерференционных полос не превосходит заданного нами предела.

В применении к плоским зеркалам крупного размера этот метод не может быть признан удовлетворительным по следующим двум соображениям: во-первых, для изготовления одного плоского зеркала в действительности приходится изготовить три равноценных плоских зеркала, откуда накладные расходы на материалы и рабочие руки, потребные для изготовления одного плоского зеркала, составляют около 200%; и, во-вторых, поверхности трех зеркал являются сопряженными, благодаря чему нет возможности уверенно исправлять ошибки у какого-либо одного из трех зеркал и доводить его поверхность самостоятельно до требуемой степени совершенства, не возвращаясь к исправлению поверхностей двух других зеркал; это последнее обстоятельство значительно удлиняет время изготовления каждого из трех зеркал по сравнению с тем временем, которое было бы затрачено на его изготовление при условии наличия метода, допускающего независимое и самостоятельное испытание плоского зеркала.

2) Метод Коммона (Common).¹ В случае испытания плоского зеркала по методу Коммона мы предполагаем в наличии вогнутое сферическое зеркало приблизительно того же поперечника, что и испытуемое плоское зеркало. Плоское зеркало располагается под углом по отношению к зеркалу сферическому, как это изображено на рис. 44. Возле центра

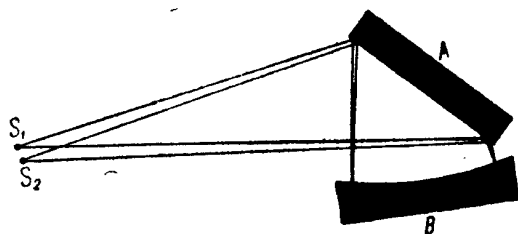


Рис. 44.

кривизны сферического зеркала B в точке S_1 помещается светящаяся точка; тогда в точке S_2 получается ее изображение, где мы и помещаем нож или окуляр. В случае совершенной поверхности испытуемого плоского зеркала A мы будем наблюдать теньевую картину поверхности зеркала B без искажений, т. е. в том же виде, в каком она нам представляется без посредства плоского зеркала, расположенного на пути лучей. В случае на-

личия местных или зональных неправильностей поверхности зеркала A мы легко их обнаружим по соответственной теневой картине. В случае наличия общей кривизны у испытуемого зеркала A мы получим астигматичные пучки отраженных лучей, что сейчас же скажется на теневой или внефокальной окулярной картине в зависимости от того, будем ли мы исследовать зеркало с помощью ножа или окуляра.

На рис. 45 изображены предфокальные и зафокальные окулярные картины: фиг. a — для совершенного плоского зеркала, фиг. b — для зеркала, имеющего местные и зональные неправильности, и фиг. c — для зеркала, имеющего некоторую общую кривизну поверхности. Во всех случаях предполагается, что сферическое зеркало B обладает совершенной формой поверхности и что оба зеркала A и B имеют приблизительно одинаковый диаметр, поэтому плоское зеркало, ограничивающее пучок лучей, проектируется на сферическое в виде овала. В случае отсутствия у зеркала A общей кривизны овалы зафокальные и предфокальные подобны друг другу и при наводке окуляра на точку S_2 они обращаются в резкое изображение светящейся точки. В случае наличия у зеркала A общей кривизны внефокальные овалы не подобны друг другу; при приближении окуляра к точке S_2 мы получаем изображение точки S_1 в виде вертикальной или горизонтальной черты, в зависимости от наводки.

Насколько мне известно, Коммон пользовался окуляром для испытания плоских зеркал по своему методу, тогда как Ричи применял нож Фуко. При испытании различных зеркал я привык всегда соединять ножевой метод с окулярным, поэтому и в данном случае на мой взгляд полезно дополнять ножевое испытание окулярным.

Для уменьшения потерь света сферическое зеркало желательно иметь посеребренным. Потери же света в этом методе весьма значительны, так как свет дважды отражается от несеребрянной поверхности зеркала A ; и хотя благодаря двукратному отражению от испытуемого зеркала ошибки его поверхности удваиваются, однако, чувствительность метода Ком-



Рис. 45.

¹ Mont. Not. 48, 105; The Astroph. J. XIX, 1904.

мона для плоских зеркал в общем ниже чувствительности метрада Фуко для зеркал сферических по причине больших потерь света, а значит, пониженной яркости теневой картины при прочих равных условиях. Все же чувствительность этого метода вполне достаточна для требований, предъявляемых к плоскостям первого класса.

Таким образом для испытания плоского зеркала по методу Коммона необходимо прежде всего изготовить приблизительно равное ему вогнутое сферическое зеркало, откуда накладные расходы на материал составят около 100%. Это зеркало сравнительно просто изготавливается и весьма точно испытывается по методу Фуко, отлично разрешающему задачу рабочего испытания именно вогнутых сферических зеркал. Трудность изготовления такого сферического зеркала, во всяком случае, вдвое меньше трудности изготовления зеркала плоского, а потому накладные расходы на рабочие руки не превысят 50% по отношению к затрате труда и времени на самое изготовление плоского зеркала. Отсюда понятно преимущество метода Коммона перед методом трех зеркал. Именно этим методом пользовался Ричи при изготовлении своих плоских зеркал непревзойденных размеров и качества. В заключение можно сказать, что полуколичественный метод Коммона является хорошим методом испытания плоских зеркал, так как он достаточно чувствителен, вполне нагляден, наименее сложен и дорог и наиболее быстр. Поверхность испытываемого зеркала исследуется полностью и одновременно. Астигматизм зеркала легко обнаруживается, однако нужно оговориться, что при сочетании некоторого определенного астигматизма и некоторой определенной общей кривизны испытываемого зеркала может оказаться такое исключительно несчастливое расположение плоского зеркала, при котором мы сможем наблюдать картину ложного совершенства его поверхности, впрочем сейчас же исчезающую, как только мы либо изменим угол между зеркалами *A* и *B*, либо повернем зеркало *A* вокруг его оси на некоторый угол, отличный от 180°.

3) Метод горизонтальной поверхности жидкости. Для испытания плоских зеркал можно было бы, наконец, воспользоваться горизонтальной поверхностью жидкости в качестве пробной плоскости. Эта заманчивая проблема встречает однако на своем пути целый ряд практических и даже теоретических препятствий: во-первых, необыкновенно трудно, а может быть, и невозможно, получить настолько спокойную поверхность жидкости, чтобы волны на ее поверхности, того или иного происхождения, имели амплитуду, не превышающую $\frac{1}{40} \lambda$; во-вторых, для каждого такого испытания зеркало необходимо снимать со станка и погружать в ванну с жидкостью, что представляет собою тем более серьезное затруднение, чем больше размеры изготавливаемого зеркала; в-третьих, при каждом таком погружении стекла в ванну необходимо, очевидно, очень долго выждать, пока у зеркала установится одинаковая с ванной температура; и, в-четвертых, необходимо создать весьма дорогую и сложную установку: ванну, подъемные приспособления, повышено строгие температурные условия и освещающую систему для наблюдения полос интерференции между большими плоскостями.

Такая установка, несомненно, окажется дороже и сложнее установки Коммона. Но если бы даже мы преодолели все перечисленные здесь трудности, мы не устранили бы одного существенно важного препятствия: горизонтальная поверхность жидкости не есть плоскость, но является сферической поверхностью с радиусом кривизны около 6000 км (радиус земного шара). Обратившись к рис. 46, где *I* — поверхность испытываемой плоскости и *II* — горизонтальная поверхность, мы можем подсчитать, что стрелка прогиба:

$$h = \frac{D^2}{4.2R}, \quad (5)$$

где D — диаметр испытуемой плоскости и R — радиус земного шара (6000 km). Для того чтобы горизонтальная поверхность жидкости являлась первоклассной пробной плоскостью, необходимо, чтобы величина h не превышала $\frac{1}{20} \lambda$. Полагая $\lambda = 540 \text{ мк}$ и $R = 6000 \text{ km}$, мы находим из выражения (5) наибольшее допустимое значение D — диаметра плоского зеркала, которое может быть испытано по методу горизонтальной поверхности жидкости на поверхности земли:

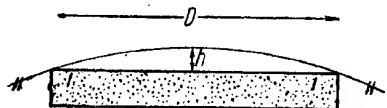


Рис. 46.

$$D_{\max} = 1140 \text{ mm.}$$

Таким образом не так уж велик наш земной шар, чтобы его сферическая поверхность могла быть принята за первоклассную плоскость для испытания плоских зеркал более 1 m в диаметре! Для расширения границ применения этого метода наша фантазия могла бы перенести нас на поверхности таких планет, как Нептун, Уран, Сатурн или Юпитер, где мы нашли бы в этом смысле более выгодные условия применения метода горизонтальной поверхности жидкости. Можно, конечно, вводить до известных пределов поправки на кривизну поверхности жидкости, но я умышленно разобрал вопрос о пробной поверхности в чистом виде, чтобы, с одной стороны, наглядно иллюстрировать строгость требований, предъявляемых к первоклассным зеркалам, и чтобы, с другой стороны, присоединить к практическим недостаткам и несовершенствам этого метода несовершенства принципиального характера.

§ 11. Метод теневого испытания параболоида с конечного расстояния

Заканчивая обзор методов рабочего испытания зеркал, мы остановимся теперь на испытании параболических зеркал, занимающих до сего времени обособленное и наиболее видное место среди астрономических зеркал.

Мы уже упоминали о том, что всякая поверхность может быть принята за первоклассную параболическую в том случае, если ее наибольшее отклонение от ближайшего параболоида не превышает $\frac{1}{20} \lambda$.

Идя в этом направлении, удобнее всего остановиться на поверхностях эллиптических, для испытания которых мы имеем отличный метод Фуко — испытания эллипсоидов из их фокусов.

Для каждого определенного поперечника и определенного относительного отверстия можно подобрать некоторый эллипсоид, настолько близкий к параболоиду, что его наибольшее отклонение не будет превышать $\frac{1}{20} \lambda$.

На рис. 47 изображено сечение параболоида (кривая I) и эллипсоида (кривая II), имеющих общее R_0 . Для крайней зоны H разность между аб-

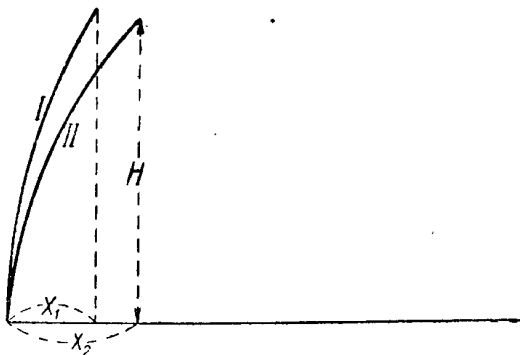


Рис. 47.

сциссой эллипсоида x_2 и параболоида x_1 , согласно выражению (100), части I, представится в виде:

$$x_2 - x_1 = \frac{H^4(1-C)}{8R^3} = \frac{A_H^3 \cdot D \cdot (1-C)}{1024}, \quad (6)$$

где C — характеристика эллипсоида, A_H — относительное отверстие и D — поперечник зеркал.

Так как наибольшее отклонение ($h_{\max}^0$) от ближайшего параболоида для данного эллипсоида равно $\frac{1}{4}$ найденной величины и так как это отклонение не должно превышать по нашему условию $\frac{1}{20} \lambda$, то мы получаем новую зависимость:

$$h_{\max}^0 = \frac{A_H^3 D(1-C)}{4096} \leq \frac{1}{20} \lambda. \quad (7)$$

Из этого выражения мы определяем допустимую величину характеристики эллипсоидов C при различных относительных отверстиях и поперечниках испытываемых зеркал. В результате вычисления получаем табл. XIX.

ТАБЛИЦА XIX

$$C_{\min} = 1 - \frac{0,11 V_H^3}{D} \quad \text{при } \lambda = 540 \text{ мк}$$

$A_H \backslash D_{\text{мм}}$	250	500	1 000	2 500	5 000	10 000
1:10	0,560	0,780	0,890	0,956	0,978	0,989
1: 7	0,8490	0,9245	0,9623	0,9849	0,99245	0,99623
1: 5	0,9450	0,9725	0,9863	0,99450	0,99725	0,99862
1: 3,5	0,9811	0,99157	0,99528	0,99811	0,99906	0,99953

Так как характеристика $C = 1 - \frac{2R_0}{f_1 + f_2}$ [согласно выражению (26) части II] и так как $R_0 = 2D \cdot V_H$, то мы имеем возможность определить величину $(f_1 + f_2)$, которая достаточно хорошо будет характеризовать длину испытательного помещения для исследования параболических зеркал по этому методу:

$$(f_1 + f_2) = \frac{4D \cdot V_H}{(1-C)}. \quad (8)$$

Пользуясь выражением (8) и табл. XIX, составляем табл. XX для величины $(f_1 + f_2)$, определяющей минимальную длину испытательной лаборатории в метрах при различных диаметрах и относительных отверстиях зеркал, испытываемых по этому методу.

Пока размеры зеркал малы и относительное отверстие невелико, испытание может быть произведено в помещении скромных размеров.

Но как только мы переходим к крупным зеркалам с большими относительными отверстиями, размеры испытательных помещений становятся столь велики, что этот метод теряет всякий практический смысл. Так, для испытания по этому методу 100-дюймового параболического зеркала

ТАБЛИЦА XX

 $(f_1 + f_2)$

$A_n \backslash D_{\text{мм}}$	250	500	1 000	2 500	5 000	10 000
1:10	23	91	364	2 273	9 091	36 364
1: 7	46	186	743	4 642	18 568	74 270
1: 5	91	362	1 449	9 058	36 234	144 936
1: 3,5	186	7 447	2 979	18 617	74 468	297 872

($D = 2500$) с относительным отверстием 1:5 потребовалось бы помещение длиною около 9 км! Если бы мы и смогли подыскать или построить подобное помещение, то испытание не дало бы даже удовлетворительных результатов, так как в этом случае лучам света пришлось бы пронизывать толщу воздуха у поверхности земли на протяжении многих километров; такие условия наблюдения приблизительно равноценны условию наблюдения звезд у горизонта при помощи больших телескопов, когда об удовлетворительных изображениях, даже на высоких горах и в исключительно благоприятные ночи, говорить не приходится.

Таким образом метод этот хорош для рабочего испытания малых зеркал и при умеренной их светосиле и вовсе непригоден для интересующего нас случая испытания больших параболических зеркал.

§ 12. Автоколлимационный метод (Ричи) ¹

Говоря о рабочих методах испытания больших астрономических зеркал, мы по необходимости приходим к заключению, что поставленная задача хорошо или удовлетворительно разрешена только для зеркал вогнутых сферических и эллиптических и для зеркал плоских.

Очевидно, к тем же выводам в свое время пришел и проф. Ричи, когда он решил, невзирая на большие затраты труда, времени и материалов, отказаться от несовершенного метода зонального испытания и перейти к автоколлимационной установке.

Автоколлимационная установка для испытания большого параболического зеркала требует плоского зеркала такого же приблизительно размера. Для изготовления, испытания и дальнейшего контроля этого плоского зеркала необходимо наличие установки Коммона. Таким образом для испытания параболического зеркала приходится непроизводительно изготовить сперва сферическое, а потом и плоское зеркало того же или даже несколько большего размера, что и параболическое зеркало. Приняв ориентировочно, что трудность изготовления параболического и плоского зеркал соответственно в $1\frac{1}{2}$ и в 2 раза больше трудности изготовления зеркала сферического, мы можем подсчитать, что накладные расходы на рабочие руки, время и материалы составляют приблизительно около 200%. И все же пришлось примириться с утроенными затратами труда, времени и средств, так как автоколлимационный метод был единственным достаточно чувствительным рабочим методом испытания больших и светосильных параболических зеркал. Только со времен Ричи, применившего эту установку, появилась возможность практического осуществления гигантских первоклассных параболических зеркал.

¹ G. W. Rytchey, The Astroph. Journ. XIV, № 4, 1901.

Схема автоколлимационной установки изображена на рис. 48, где A — испытываемое параболическое зеркало (несеребрянное), B и C — плоские зеркала (посеребренные). Возле точки S , совпадающей с главным фокусом зеркала A , помещаются светящаяся точка и нож Фуко. Путь лучей:

$S-C-A-B-A-C-S$.

В случае совершенства плоского зеркала B теневая картина параболоида, испытываемого из главного фокуса, соответствует теневой картине сферы при ее испытании из центра кривизны. Все рассуждения, применявшиеся нами к полуколичественным методам теневого испытания, применимы и в данном случае.

Однако, благодаря двукратному отражению от несеребрянной поверхности испытываемого зеркала, потери света весьма ощутительны: яркость теневой картины в этом методе ослаблена приблизительно в 20 раз по сравнению с методом Фуко и в 1,4 раза по сравнению с методом Коммона, в предположении, что в установке Коммона зеркала расположены под углом в 45° . В силу таких больших потерь света чувствительность этого метода несомненно ниже чувствительности метода Фуко при прочих равных условиях, и снижение чувствительности не компенсируется удвоением ошибок при двукратном отражении света от испытываемого зеркала, как и в методе Коммона.

Пользуясь той же автоколлимационной установкой, Ричи дал хороший метод испытания малых гиперболических зеркал, сопряженных с большим зеркалом A . До того гиперболическое зеркало для системы Кассегрена изготовлялось наощупь и вслепую и путем долгих проб и перешлифовок доводилось до сравнительно удовлетворительного состояния, причем после каждой перешлифовки малого зеркала испытание производилось по звездам.

Установка для испытания малого гиперболического зеркала по методу Ричи представлена схематически на рис. 49, где D — испытываемое выпук-

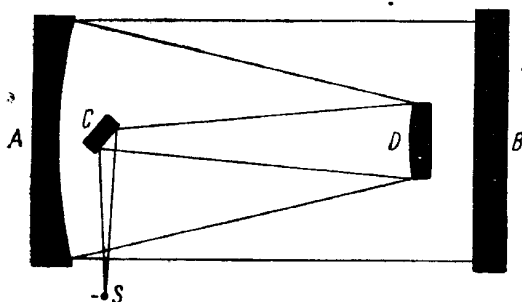


Рис. 49.

лое гиперболическое зеркало (несеребрянное); прочие же зеркала желательно иметь посеребренными, так как при двукратном отражении от несеребрянной поверхности зеркала D потери света весьма велики. Путь лучей в данном случае: $S-C-D-A-B-A-D-C-S$. Ясное дело, что метод Ричи применим только для испытания малых гиперболических зеркал, сопряженных с зеркалом A , и если бы была поставлена самостоя-

тельная задача испытания большого гиперболического зеркала по методу Ричи, то пришлось бы изготовлять непомерно большое параболическое и плоское зеркало, что явилось бы уже совершенно абсурдным. Подводя итоги, мы можем утверждать, что метод автоколлимационный вполне нагляден, достаточно чувствителен, допускает возможность одновременного и

полного исследования поверхности зеркала и позволяет обнаружить астигматизм зеркала.

Недостатками этого метода являются дороговизна и длительность изготовления автоколлимационной установки, пониженная (хотя возможно и достаточная) чувствительность в силу двукратного отражения света от несеребрянной поверхности и зависимость от двух эталонов, из которых один — плоскость. Поэтому я позволю себе назвать метод Ричи лишь удовлетворительным рабочим методом испытания параболических зеркал.

В целях снижения затрат труда и времени на изготовление автоколлимационной установки у меня в свое время возникла мысль о замене плоского зеркала горизонтальной поверхностью ртути; но мы уже видели (§ 10), что если бы даже нам и удалось преодолеть или примириться с целым рядом практических трудностей, если бы нам удалось подвешивать зеркало над ртутной ванной и при этом избегать его деформаций, то и в этом случае поверхность ртути перестала бы быть первоклассной плоскостью для испытания параболических зеркал, поперечник которых более 1140 mm.

Таким образом для рабочего испытания больших первоклассных астрономических зеркал мы имеем следующие методы: 1) для зеркал вогнутых сферических и эллиптических — отличный метод Фуко, 2) для зеркал плоских — хороший метод Коммона и 3) для зеркал вогнутых параболических — удовлетворительный метод Ричи. Для всех же прочих зеркал мы не имеем ни одного сколько-нибудь удовлетворительного рабочего метода их испытания.

Глава 2

Новые методы испытания

§ 13. Метод ножа и щели

Чувствительность метода Фуко и других методов, имеющих в основании светящуюся точку и нож Фуко, в сильной степени зависит от диаметра светящейся „точки“ и от яркости освещенной поверхности испытуемого зеркала.

В § 3 гл. 1 части III мы вывели, что диаметр светящейся точки желательно доводить до величины значительно меньшей 0,01 mm. При этом, оказывается, поверхность зеркала так слабо освещена, что теневой рельеф вовсе почти ускользает от глаза наблюдателя даже в случае весьма интенсивных источников света. Поневоле приходится увеличивать поперечник светящейся точки до того размера, когда визуальная чувствительность метода окажется наилучшей.

Не довольствуясь чувствительностью метода Фуко и желая ее повысить, я еще в 1921 г. заменил светящуюся точку светящейся щелью. Результаты превзошли всякие ожидания: чувствительность повысилась настолько, что я мог с успехом испытывать зеркала, не затемняя даже комнаты и пользуясь керосиновым пламенем, так как иными источниками света я в то время не располагал.

Ширина щели может быть взята сколь угодно малой, хотя бы в несколько тысячных долей миллиметра. Такую щель на практике довольно легко осуществить, чего нельзя сказать про светящуюся точку такого же диаметра. Высота щели не должна превышать отверстия глазного зрачка и может быть взята в 1—2 mm и не более 4 mm. Все это относится к тем случаям испытания, когда изображение щели равно ей самой (метод Фуко из центра кривизны, метод Коммона, метод Ричи).

Через такую щель проходит несравненно большее количество света нежели через круглое отверстие того же диаметра, что и ширина щели,

а поэтому теневая картина будет очень яркая. Тонкость же структуры теневой картины зависит от ширины (но не высоты) щели, если только щель установлена строго параллельно лезвию ножа; в этом-то случае и достигается та изумительная чувствительность, о которой я говорил, и стоит слегка лишь расстроить установку так, чтобы изображение щели составляло некоторый малый угол с лезвием ножа, как чувствительность метода заметно упадет. По этой причине я в настоящее время не гонюсь за очень длинными щелями и высоту щели в 1—1,5 мм считаю наиболее подходящей.

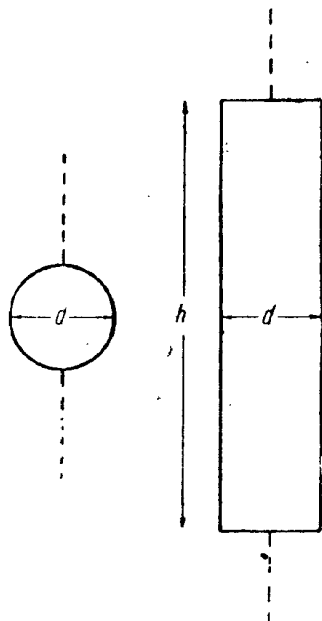


Рис. 50.

На рис. 50 представлены изображения светящейся точки и щели, перекрываемые лезвием ножа. Назовем диаметр точки и ширину щели через d , тогда как высоту щели назовем через h . Освещенность зеркала, очевидно, будет пропорциональна площадям наших световых отверстий, т. е. для светящейся точки — пропорциональна $\frac{\pi d^2}{4}$, а для светящейся щели — dh .

В табл. XXI даны числа, красноречиво говорящие о том, во сколько раз повышается яркость теневой картины при замене светящейся точки щелью одинакового с нею поперечника. Таблица составлена для различных высот и поперечников щели.

ТАБЛИЦА XXI

$h_{\text{мм}} \backslash d_{\text{мм}}$	0,5	0,2	0,1	0,05	0,02	0,01	0,005	0,002
1	2,5 ^x	6,3 ^x	12,7 ^x	25 ^x	63 ^x	127 ^x	254 ^x	635 ^x
2	5,0	12,7	25	51	127	254	508	1 270
3	7,6	19	38	76	191	381	762	1 905
4	10	25	51	102	254	508	1 016	2 540

Предположим, что мы останавливаемся на щели шириною в 0,01 мм при высоте щели в 2 мм; такая щель, согласно нашей таблице, пошлет на зеркало от того же самого источника света в 254 раза больше света, нежели круглое отверстие в 0,01 мм в диаметре. Сделать хорошо такую щель — дело нетрудное, осуществить же такую светящуюся точку — задача несравненно большей трудности. При такой светящейся точке даже в случае весьма интенсивного источника света зеркало будет представляться глазу почти темным (особенно в методе Ричи и Коммона); в случае же щели зеркало окажется достаточно ярко освещенным; в нашем случае при $d=0,01$ мм и $h=2$ мм щель светит так же ярко, как светило бы круглое отверстие с диаметром $d_1=0,16$ мм.

При замене светящейся точки светящейся щелью теневая картина зеркала меняется до неузнаваемости: мельчайшие местные и зональные не-

правильности, дотоле неуловимые, выступают в сильно подчеркнутом виде, как на хороших фокограммах, а теневая картина, которая раньше складывалась из слабых растушеванных полутеней, обращается в контрастную картину с ясно различимыми узкими линиями перегибов кажущегося теневого рельефа. На рис. 51 изображена теневая картина одного и того же зеркала, наблюдаемая в первом случае с помощью точки и ножа, а во втором случае—с помощью щели и ножа.

Осуществить светящуюся щель можно трояким способом: либо поместить щель перед источником света или перед проекционной системой, либо отразить узкий пучок света от маленькой цилиндрической посеребренной линзы большой кривизны, либо устроить самосветящуюся щель в виде накаливаемой нити лампы особого устройства. Я пользуюсь щелями первого типа и разрабатываю щели типа третьего. На рис. 52 изображена выработанная мною щель первого типа, состоящая из двух ножевидных шлифованных пластинок, из коих одна может быть несколько перемещена относительно другой. Ширина щели устанавливается на просвет и может быть измерена и проверена на компараторе. Оправа щели с трением входит в гнездо перед источником света и с помощью маленькой рукоятки легко может быть установлена параллельно лезвию ножа, для чего мы наблюдаем с помощью сильного окуляра изображение щели и лезвие ножа.

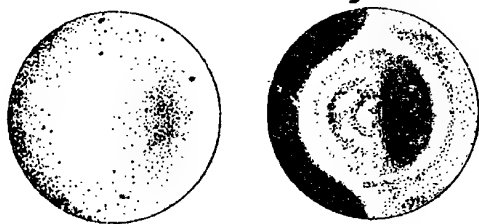


Рис. 51.

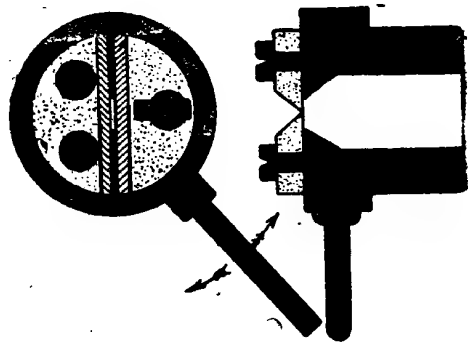


Рис. 52.

Можно сделать щель в виде тонкого штриха на посеребренном стекле или иным каким-либо образом, однако наиболее удобной и совершенной щелью я считаю щель, изображенную на рис. 52. Ширину щели я беру в пределах от 0,05 мм до 0,005 мм.

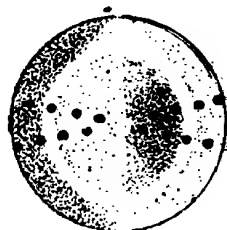
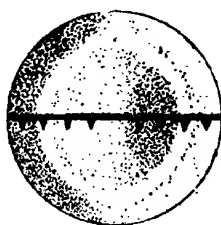
§ 14. Теневое испытание по зонам

Этот количественный метод испытания нам пришлось в свое время забраковать в виду его низкой чувствительности, часто неудовлетворительной для испытания зеркал первого класса. При любой точности микрометрических винтов суппорта измерительного прибора мы не можем получить достаточно точных отсчетов, так как в силу повышенной дифракции узких зон нет возможности осуществлять резкую наводку ножа на фокус зоны.

Пользуясь все же этим количественным методом, так как в свое время иные методы были для меня неосуществимыми, я задался целью повысить чувствительность метода зонального испытания, для чего отказался вовсе от каких-либо диафрагм с вырезанными зонами и заменил их метками на открытой поверхности зеркала. Метки эти можно нанести на поверхность зеркала различными способами: можно наклеить по диаметру зеркала, перпендикулярному к лезвию ножа, полоску бумаги с вырезанными мысками, можно с помощью линейки на-глаз или с помощью осо-

бого трафарета нанести на поверхность зеркала ряд пятнышек хотя бы мылом или жирным карандашом, можно натянуть перед зеркалом проволоку с передвигающимися узелками или шариками и установить эти узелки на месте избранных нами зон. Так или иначе мы перенесем на поверхность зеркала ряд меток, отмечающих избранные для наблюдения зоны, и эти метки будут нам видны при наблюдении теневой картины зеркала.

На рис. 53 изображены: фиг. *a*—метки в виде полоски бумаги с мысками; *b*—метки, нанесенные жирным карандашом по линейке или через трафарет. В последнем случае нанесены две системы меток, благодаря чему число испытываемых зон возрастает, и в зонах легко ориентироваться.



a

Рис. 53.

При таком методе зонального испытания дифракционные явления несколько не снижают чувствительности метода, нож может быть очень точно наведен на фокус зоны, и малейшее перемещение ножа вперед или назад уже заметно смещает вершину кольцевого вала кажущегося теневого рельефа.

Само собой разумеется, что при зональном испытании я применяю светящуюся щель вместо точки. Сравнивая результаты такого испытания с результатами испытания по Гартманну одного и того же зеркала, я могу сказать, что метод этот при всей своей простоте может конкурировать с методом Гартманна, так как оказалось практически полное совпадение кривых отклонения поверхности зеркала, полученных по Гартманну, и по моему методу зонального испытания. Наблюдавшиеся ничтожные расхождения для отдельных точек кривых отклонения только в одном случае достигали величины $0,028 \lambda$ и могли быть объяснены, во-первых, зональными и местными неправильностями данного зеркала, во-вторых, тем обстоятельством, что между исследованием зеркала по Гартманну и моим исследованием прошел семилетний промежуток времени, за который зеркало из иллюминаторного стекла могло и деформироваться, и,

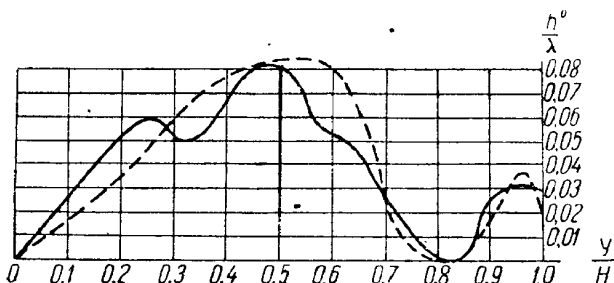


Рис. 54.

в-третьих, что важнее всего, для отсчетов я пользовался суппортом ювелирного токарного станка с винтом явно грубым и неточным. Для сравнения было взято параболическое зеркало Чикина № 12 с поперечником $D = 320$ mm и относительным отверстием $A = 1:4,9$. Поверхность этого зеркала второклассная с множеством

мелких зон. На рис. 54 даны кривые отклонения поверхности этого зеркала, определенные по Гартманну (сплошная черта) и мною (пунктирная черта). Многие характерные точки перегиба кривой у меня отсутствуют, так как мною было взято значительно меньше точек наблюдения, нежели М. Ф. Романовой при исследовании этого зеркала по Гартманну в 1924 г.

В заключение скажу, что мое зеркало М. № 1 ($D=254$, $A=1:6,5$), являющееся параболоидом, лежащим внутри первого класса, испытывалось и доводилось до нужной степени совершенства исключительно по методу зонального испытания.

Поэтому я позволяю себе назвать метод зонального испытания в новом виде—удовлетворительным методом рабочего испытания зеркал. Хорошим я не могу его назвать по той причине, что он не дает возможности исследовать поверхность зеркала полностью и одновременно, требует некоторых вычислительных работ и недостаточно нагляден для мастера.

§ 15. Первый метод щели и нити

Одно из неудобств метода зонального испытания с помощью ножа Фукко состоит в том, что глазу приходится фотометрировать зоны зеркала одинаковой яркости (хребты теневого рельефа) в таких условиях, когда прилегающие части зеркальной поверхности имеют различную густоту теней влево и вправо от наблюдаемой зоны. Для малоопытного глаза в этом случае возможны довольно большие систематические ошибки, понижающие точность испытания.

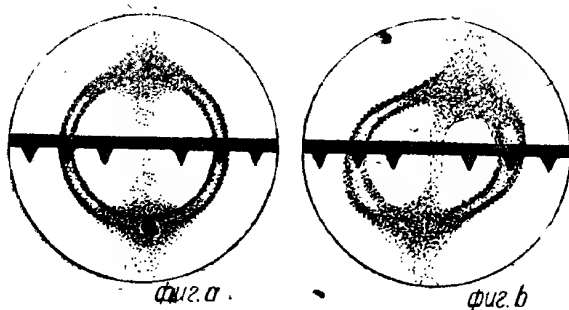


Рис. 55.

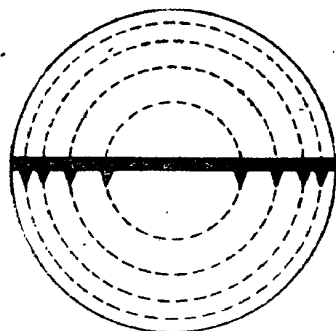


Рис. 56.

Для того чтобы получить симметричную теневую картину, я попробовал следующие четыре сочетания светящегося отверстия с затемняющим экраном: 1) светящаяся точка и точечное отверстие, 2) светящаяся точка и точечное пятно, 3) светящаяся щель и щелевое отверстие и 4) светящаяся щель и нить. Первые два сочетания плохи, так как требуют очень тщательной центровки частей испытательного прибора и кроме того страдают перечисленными уже нами недостатками точечного освещения. Из двух же последних сочетаний лучшие результаты дало последнее, на котором я и остановлюсь подробнее.

Для испытания зеркала по этому методу расположение приборов следующее. Вместо светящейся точки помещается описанная уже светящаяся щель; в чувствительной точке натянута металлическая нить, расположенная параллельно щели и перемещаемая вперед—назад и влево—вправо с помощью суппорта, на котором она укреплена. Толщина нити примерно того же порядка, что и ширина щели. Эта нить затемняет ту зону, в фокусе которой она в данный момент находится. Чувствительность этого метода, низкая для центральной зоны, возрастает по мере приближения к краю зеркала, что приемлемо и допустимо. Теневая картина изображена на рис. 55, где на фиг. а показаны тени для неастигматичного зеркала, а на фиг. б—для зеркала астигматичного.

При достаточно узких щели и нити тень, создаваемая нитью, представляется в виде своеобразной дифракционной картины, дающей возможность весьма точно совмещать центральную часть теневого кольца с метками избранных зон. Астигматизм зеркала весьма отчетливо выявляется в виде искривления теневой картины. Метод щели и нити является количественным методом испытания.

В случае количественного испытания с помощью ножа и щели или с помощью нити и щели можно поступать двояко: либо оставить щель неподвижной, а перемещать только нож или нить, либо соединить на одном суппорте и щель и нож или нить и перемещать их вдоль оптической оси зеркала как одно целое. В первом случае необходимая величина перемещения удваивается, что можно рекомендовать в случае несовершенства микрометрических винтов суппорта, зато во втором случае мы совмещаем нож или нить с точкой пересечения нормалей избранной зоны и определяем непосредственно величины ΔR_y , не вводя каких-либо приближенных допущений или же поправок, необходимых в случае больших и светосильных зеркал.

Давая оценку метода щели и нити и сравнивая его с методом щели и ножа, я только могу сказать, что сам еще не решил, какой из двух последних методов лучше, так как оба они дают хорошие результаты.

В заключение позволю себе еще сказать о двух способах выбора зон для наблюдения: можно разбить поверхность зеркала на некоторое число зон, равноотстоящих друг от друга, как мы это и изображали на предыдущих рисунках; но можно брать расстояния между зонами, считая от центра, пропорциональными квадратным корням из ряда целых чисел ($\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$, $\sqrt{4}$ и т. д.), как это изображено на рис. 56. Такая разметка зон, во-первых, рациональна, так как она дает увеличение числа испытываемых точек по мере приближения к краю зеркала, к которому предъявляются и более строгие требования; и, во-вторых, мы получаем возможность, сообразуясь с шагом микрометрического винта и с величинами ΔR_y испытываемого зеркала, расположить зоны так, чтобы при каждом полном обороте (или целом числе оборотов) винта суппорта нож или нить точно перемещались в фокус соседней зоны в случае совершенной поверхности зеркала; в случае же несовершенства поверхности испытываемого зеркала нам придется лишь наблюдать отклонения барабана микрометрического винта от нулевого положения в ту или другую сторону, а это последнее обстоятельство, во-первых, снижает систематическую ошибку винта (если таковая существует) и, во-вторых, дает несомненные преимущества в производстве отсчетов, производящихся как правило в затемненном помещении.

§ 16. Второй метод щели и нити

Пользуясь тою же щелью и нитью, можно осуществить новый весьма точный метод количественного испытания, имеющий некоторые родственные черты с методом Гартманна.

Для испытания зеркала из центра кривизны по этому методу (рис. 57) щель S_1 устанавливается в плоскости центра кривизны зеркала неподвижно, нить же S_2 перемещается с помощью суппорта и вдоль оптической оси и перпендикулярно ей. Сперва нить помещается в плоскость центра кривизны центральной зоны в точку O ; далее продольным винтом суппорта мы отодвигаем нить на некоторое определенное расстояние l_0 , после чего, помещая глаз за нитью, мы наблюдаем на поверхности зеркала тень этой нити в виде некоторой дифракционной картины, как это изображено на рис. 58. Действуя поперечным винтом суппорта, мы эту тень нити перемещаем по поверхности зеркала. Имея возможность весьма точно совместить центральную полосу фигуры тени с метками избранных зон, мы можем

измерить величину a_y (рис. 57) для любой зоны y . По величинам R_0 , l_0 , y , x и a_y мы можем определить величину продольной aberrации ΔF_y испытуемой зоны зеркала.

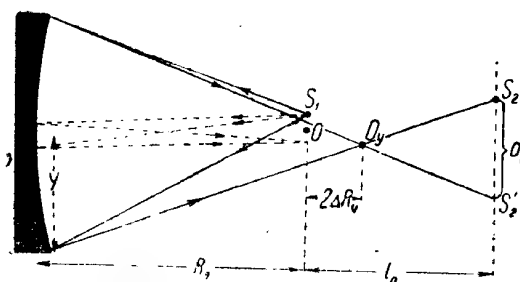


Рис. 57.

Не останавливаясь подробно на выводе такой зависимости, я дам в окончательном виде выражение продольной aberrации ΔF_y , легко определяемое из соотношений рис. 57:

$$\Delta F_y = \frac{2l_0y - a_y(R_0 + x) - 4xy}{4 \cdot (2y + a_y)} \quad (9)$$

Величина зоны y наносится и измеряется достаточно, но не слишком тщательно, и в этом смысле настоящий метод сравним с методом Гартманна в случае испытания зеркала из центра его кривизны, о чем говорилось в § 7 части III. Чувствительность этого метода вполне может конкурировать с чувствительностью метода Гартманна; быть может, даже можно точнее навести нить на избранную зональную метку, нежели совместить нить компаратора с центром дифракционного кружка на снимке. Источники ошибок Гартманна — кривизна поверхности фотографической пластинки и деформации в желатинном слое после проявления пластинки — в данном случае отсутствуют, а ошибки суппорта аналогичны ошибкам компаратора и могут быть сколь угодно уменьшены при желании. Дрожание или смещение зеркала и измерительного прибора, конечно, недопустимы.

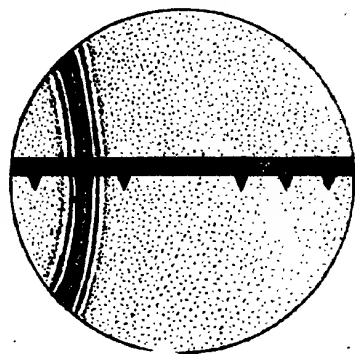


Рис. 58.

Для обнаружения по этому методу астигматизма, очевидно, придется давать дополнительные промеры по новым диаметрам зеркала, если мы захотим пользоваться исключительно этим методом и в чистом виде; при перемещении же нити в точку O мы получаем картину рис. 56, где астигматизм обнаруживается.

Сравнивая с длительным и сложным методом Гартманна настоящий весьма простой и достаточно быстрый метод, мы можем причислить его к удовлетворительным методам рабочего испытания.

§ 17. Новый компенсационный метод испытания в общем виде

Разработка этого нового метода закончена мною к 1924 г., и просмотр моей рукописи датирован сентябрем 1924 г.¹ Только в настоящее время при подготовке моего труда к печати я узнал, что в последнее время предлагались и другими авторами аналогичные компенсационные методы испытания. Но, во-первых, эти методы имели в виду только испытание зеркал параболической формы, и, во-вторых, что существенно важно, во всех этих методах компенсацию aberrаций параболоида предлагалось осуществить aberrациями линзы, но не зеркала. Вводя в установку линзу, мы тем самым

¹ Подпись председателя Отделения Русского общества любителей мироведения г. Одессы, проф. И. Ю. Тимченко.

вводим известный произвол и повышаем цену установки и трудность ее осуществления. Действительно: поверхности линзы должны обладать строго сферической формой, тогда как контроль выпуклых поверхностей большого размера является проблемой весьма сложной и, во всяком случае, громоздкой; далее, пользуясь линзой, мы обязаны считаться с остаточными хроматическими явлениями, а потому будем пользоваться либо монохроматическим светом, либо светофильтрами, что влечет за собою потери света, а значит, понижает чувствительность метода; и, наконец, мы увидим далее, что для больших и светосильных зеркал размеры компенсирующей системы должны быть также весьма солидными, почему в известных случаях может оказаться, что цена компенсирующей линзы будет достаточно велика даже сравнительно с ценой испытуемого зеркала.

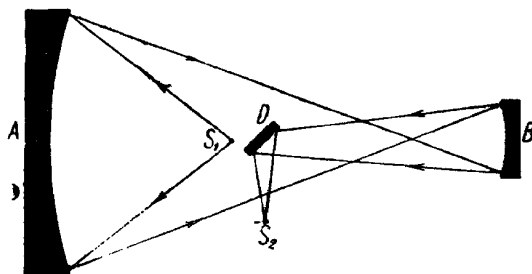


Рис. 59.

В предлагаемом мною методе компенсация aberrаций большого испытуемого зеркала осуществляется aberrациями меньшего зеркала же, соответственно подобранного, причем контроль поверхности компенсирующего зеркала осуществляется легко и вполне точно.

В общем виде схема моего метода может быть представлена следующим образом (рис. 59): зеркало A является испытуемым зеркалом заданной характеристики C ; зеркало B является компенсирующим зеркалом с некоторой определенной для данного расположения зеркал характеристикой C_1 ; в некоторой точке S_1 помещена светящаяся точка или щель, а в некоторой другой точке S_2 , откинутой вбок с помощью диагонального зеркала D , получается безабберационное, в первом приближении, изображение щели или точки, где мы и помещаем нож или нить.

Точки S_1 и S_2 могут совпадать и не совпадать друг с другом; отражение света от поверхностей зеркал A и B может быть однократное и многократное; при некоторых отражениях, в случае многократных отражений, освещающие лучи могут и не заполнять всей поверхности зеркала; характеристики C и C_1 могут принимать любые значения, в известных, конечно, практически допустимых пределах; и, наконец, зеркала A и B могут быть как вогнутой, так и выпуклой формы.

Во всех этих случаях необходимо такое сочетание характеристик кривизны и параметров положения, при котором гомоцентрический пучок, исходящий из S_1 , после всех отражений превратился бы в гомоцентрический же пучок, сходящийся в точке S_2 . В этом случае мы будем иметь возможность применить любой из методов полуколичественного испытания высокой чувствительности, смысл коих был достаточно уже разъяснен. Из этой общей схемы, дающей множество комбинаций и сочетаний, я выделяю в настоящей работе только некоторые случаи, которые можно назвать частными случаями компенсационного метода испытания зеркал.

Ограничительными условиями для первого частного случая будут следующие: 1) точки S_1 и S_2 совпадают друг с другом или, во всяком случае, лежат весьма близко одна от другой и в плоскости, перпендикулярной к оптической оси; 2) лучи света отражаются от несеребрянной поверхности испытуемого зеркала A только один раз! 3) пучок лучей, отраженный от зеркала B , направляется по нормальям поверхности зеркала A и возвращается тем же путем в точку S_2 .

Первый частный случай схематически изображен на рис. 60 в виде предфокальной и зафокальной схемы. Наибольший, конечно, интерес будут представлять для нас схемы предфокальные, как более короткие; однако уравнения мы будем выводить в общем виде, придерживаясь прежнего обозначения параметров положения m и n ; так, для схем предфокальных: $m > 0$ и $n < 0$ и для схем зафокальных: $m < 0$ и $n > 0$.

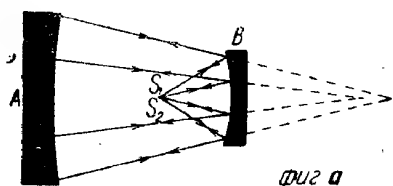


рис. а

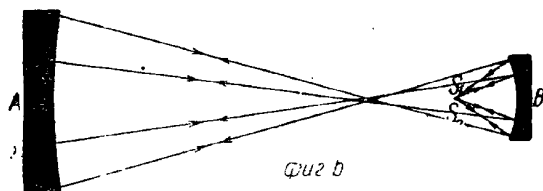


рис. б

Рис. 60.

§ 18. Компенсационный метод испытания вогнутых зеркал с помощью вогнутого сферического зеркала (1-й частный случай)

Пусть для испытуемого зеркала A задана характеристика C и радиус кривизны центральной зоны $R_0 = MO_0$ (рис. 61).

Пусть далее компенсационное зеркало B имеет характеристику C_1 , радиус кривизны центральной зоны r_0 и расположено относительно большого зеркала таким образом, что параметры положения:

$$m \approx \frac{y}{y_1} \approx -\frac{R_0}{f_{20}} \text{ и } n = \frac{f_1}{f_{20}}.$$

Необходимо подобрать такие r_0 , C_1 , m и n , при которых aberrации зеркала B будут равны в первом приближении величинам ΔR_y для соответствующих зон.

Так как зеркала A и B повернуты друг к другу своими отражающими поверхностями, то, очевидно, необходимо соблюсти следующее условие:

$$\Delta R_y = -\Delta f_{2y_1} \quad (10)$$

при $\frac{y}{y_1} = m$ и при $\frac{f_1}{f_{20}} = n$.

Но согласно выражениям (26) и (49) части I:

$$\Delta R_y = Cx \approx \frac{Cy^2}{2R}$$

и

$$\Delta f_{2y_1} \approx -\frac{2x_1 [f_1^2 (1 - C_1) - r(2f_1 - r)]}{(2f_1 - r)^2} \approx \frac{y_1^2 [f_1^2 (1 - C_1) - r(2f_1 - r)]}{r(2f_1 - r)^2}. \quad (11)$$

Производя замену y^2 через $y_1^2 m^2$, мы из выражений (10) и (11) получаем уравнение компенсационного метода (1-го частного случая) в следующем общем виде:

$$\frac{Cm^2}{2R} \approx \frac{f_1^2 (1 - C_1) - r(2f_1 - r)}{r(2f_1 - r)^2}. \quad (12)$$

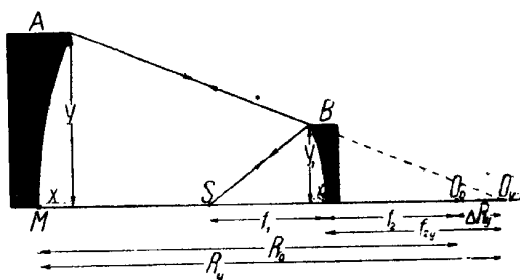


Рис. 61.

Применяя формулу сопряженных расстояний [выражение (11) части I], мы приводим выражение (12) к новому виду:

$$\frac{r}{R} \approx \frac{(n-1)^2 - (n+1)^2 C_1}{2n^2 m^2 C} \quad (13)$$

В последнем уравнении мы можем освободиться от параметра m , так как из рассмотрения рис. 61 мы имеем следующее уравнение:

$$m^2 \approx \frac{R^2}{f_s^2} \approx \frac{4R^2 n^2}{r^2 (n+1)^2} \quad (14)$$

Подставляя в выражении (13) вместо m^2 его значение из выражения (14), получаем в общем и окончательном виде уравнение для 1-го случая компенсационного метода:

$$\frac{r_0}{R_0} \approx \frac{8n^4 C}{(n^2 - 1)^2 - (n+1)^2 C_1}; \quad (15)$$

при этом согласно выражению (14) параметр m должен иметь следующее строго определенное значение:

$$m \approx \frac{2n}{(n+1) \frac{r_0}{R}} \approx \frac{(n+1) [(n-1)^2 - (n+1)^2 C_1]}{4n^2 C} \quad (16)$$

Таким образом в первом приближении для испытания вогнутого зеркала любой характеристики C можно подобрать такое малое зеркало, с таким радиусом кривизны r_0 , характеристикой C_1 и параметрами его положения m и n , при которых возможно направить и возратить по нормальям испытуемого зеркала лучи, выходящие из одной точки и сходящиеся в одной же точке.

Знак (+) при величине r/R покажет нам, что малое компенсационное зеркало—вогнутой формы; знак (—), что оно выпуклой формы.

Так как при испытании поверхность большого зеркала неразрывно связана с поверхностью малого зеркала, то необходимо достаточно точно воспроизвести эту последнюю и иметь возможность точно и просто ее контролировать.

По этой причине мы должны придать поверхности компенсационного зеркала такую форму, при которой она могла бы быть просто изготовлена, точно испытана и доведена до необходимой высокой степени совершенства. Само собою понятно, что такую поверхность должна явиться вогнутая сферическая или эллиптическая, для которых мы имеем отличный рабочий метод испытания Фуко, особенно при замене светящейся точки светящейся щелью.

Начинаем со случая наиболее простого, т. е. придаем компенсационному зеркалу вогнутую сферическую форму. При этом очевидно: $C_1 = 0$, и выражение (15) принимает следующий вид:

$$\frac{r_0}{R_0} \approx \frac{8n^4 C}{(n^2 - 1)^2} \quad (C_1 = 0) \quad (17)$$

Анализируя последнее выражение, мы заключаем, что в этом случае характеристика большого испытуемого зеркала C может быть только положительной, т. е. с помощью вогнутого сферического компенсирующего зеркала (по 1-му частному случаю) можно испытывать вогнутые эллипсоиды, параболоиды и гиперболоиды.

Разрешая проблему испытания вытянутых сфероидов, этот новый метод дает таким образом возможность испытывать в частности и зеркала

параболические, а поэтому своевременно будет сравнить предлагаемый мною метод с методом Ричи применительно к параболическим зеркалам.

Преимущества моего метода по сравнению с автоколлимационным методом состоят в следующем.

1) Компенсационное зеркало может иметь вогнутую сферическую форму поверхности, т. е. может быть весьма просто изготовлено и точно исследовано без помощи каких-либо дополнительных зеркал, вносящих неизбежные ошибки; в то же время метод Ричи требует плоского зеркала, которое весьма трудно как изготовить, так и исследовать; исследовать его можно только при посредстве дополнительного сферического зеркала, вносящего дополнительные неизбежные ошибки.

2) В то время как плоское и сферическое зеркала в методе Ричи должны иметь тот же (и даже несколько больший) поперечник, что и испытываемое параболическое зеркало, в моем методе компенсирующее зеркало может иметь сравнительно малые размеры. Если оно будет иметь поперечник даже в $1\frac{1}{2}$ раза меньший, нежели поперечник испытываемого зеркала, то и в этом невыгодном случае накладной расход на материал составит около 26% и накладной расход на рабочие руки и время, потребные для изготовления такого сферического зеркала, — не более 29% (это — если считать трудность изготовления зеркал пропорциональной всего лишь второй степени диаметра и если принять, что сферическое зеркало в $1\frac{1}{2}$ раза легче изготовить, нежели параболическое, при равенстве их поперечников).

В методе Ричи накладные расходы, подсчитанные таким же образом, составляют около 200%. Отсюда даже и в наиболее невыгодном случае, т. е. при $m = 1,5$, мой метод во всяком случае дешевле и быстрее в 2-3 раза по сравнению с методом Ричи. Если же принять во внимание элемент риска, элемент случайности при отливке больших масс стекла и трудность изготовления больших плоских зеркал более высокую, нежели мы предполагали, то и окажется, что в действительности коэффициент 2,3 придется, по крайней мере, удвоить.

3) В моем методе происходит однократное отражение света от несеребрянной поверхности испытываемого зеркала, тогда как в методе Ричи таких отражений два. Полагая, что все прочие зеркала, кроме испытываемого, посеребрены и принимая для простоты рассуждения, что отражающая способность серебрянного фильма $= 100\%$, а несеребрянной поверхности стекла $= 5\%$, мы находим, что в моем методе теневая картина приблизительно в 20 раз ярче теневой картины метода Ричи при равенстве прочих условий. Если мы захотим получить для обоих методов одинаково яркие теневые картины, то в случае моего метода можно диаметр точечного отверстия уменьшить в $\sqrt{20}$ раз, т. е. примерно в $4\frac{1}{2}$ раза повысить чувствительность, так как эта последняя до известных пределов¹ может быть принята пропорциональной поперечнику светящейся точки.

Если мы перейдем от точки к светящейся щели как в моем, так и в методе Ричи, то в этом случае мой метод в этом смысле выиграет в 20 раз.

Указанные мною коэффициенты необходимо в действительности уменьшить вдвое, так как в методе Ричи при двукратном отражении лучей света от испытываемой поверхности удваиваются и наблюдаемые ошибки.

Таким образом мой компенсационный метод испытания является во всяком случае более чувствительным, нежели метод автоколлимационный.

Недостатки моего метода состоят в следующем.

1) Мой метод в разбираемом мною частном случае имеет некоторые теоретические границы своего применения, тогда как метод автоколлимационный таких теоретических границ не имеет. Иными словами, по методу Ричи возможно одинаково точно испытывать параболоиды любых

¹ См. § 3 части III.

сколь угодно больших поперечников и относительных отверстий, достаточно только иметь для этого соответствующих размеров первоклассное плоское зеркало; в то же время в моем методе при некотором достаточно большом поперечнике и относительном отверстии испытываемого параболоида мы переходим некоторую границу, за которой в случае первоклассного сферического зеркала мы получаем в результате испытания уже непервоклассный параболоид. Причиной этого являются аберрации высших порядков, не принятые нами в расчет при выводе формул первого приближения; вследствие наличия этих аберраций отраженные от сферического зеркала лучи не направляются в точности по нормальям поверхности испытываемого зеркала, а так как мы заключаем о совершенстве испытываемого зеркала по отсутствию на его поверхности теневого рельефа, то в этом случае полученная поверхность при достаточно большом ее поперечнике и относительном отверстии может уклониться от заданной теоретической на величину большую, нежели допуск первого класса. Однако, как мы увидим дальше, границы применения моего метода весьма широки и дают возможность пользоваться еще долгое время этим методом в чистом виде; с другой стороны, мы всегда можем учесть влияние аберраций высших порядков, ввести на них поправки и знать, какова должна быть эта весьма слабая теневая картина параболоида, испытываемого по моему методу, в случае чрезмерно больших его поперечника и относительного отверстия.

2) В то время как плоское зеркало в методе Ричи может быть помещено, строго говоря, на любом расстоянии от испытываемого зеркала, в моем методе положение сферического зеркала довольно строго определяется параметрами положения m и n , а эти параметры вычисляются в зависимости от заданной характеристики C и от полученных фактически величин R_0 и r . Таким образом на радиусы кривизны R_0 и r не налагается строгих требований точности их воспроизведения, а вся строгость переносится на параметры m и n . В этом отношении в методе Ричи налагается строгое требование на выполнение радиуса кривизны плоского зеркала ($R = \infty$), а так как легче выполнить точно величину параметров m и n , нежели величину радиуса кривизны, то возможно, что настоящий пункт является скорее преимуществом моего метода, нежели его недостатком. Все дело в том, с какою точностью требуется устанавливать зеркала друг относительно друга и как просто выполнять эту установку при многократных повторных испытаниях.

В действительности достаточно выполнить строго лишь один из параметров положения, например m , определяющий расстояние между зеркалами, тогда второй параметр n выполнится сам собою, если точки S_1 и S_2 будут лежать в одной плоскости, перпендикулярной к оптической оси. Но такое же строгое требование расположения в пространстве точек S_1 и S_2 мы имеем и в методе Ричи и в других методах. Центрировка всей системы ничем не отличается от центрировки системы Ричи тем более, что сферическое зеркало, как и плоское, не имеет вершины и может быть установлено весьма грубо по отношению к оптической оси.

В смысле длины испытательного помещения оба метода вполне сравнимы: так, если параметр $m = 2$, оба метода требуют помещения одинаковой длины; если $m < 2$, то мой метод требует более короткого, и если $m > 2$, то более длинного помещения, нежели метод Ричи.

Так как для больших зеркал полезнее брать параметр в пределах от $m = 1,5$ до $m = 2$, то в этом случае моя установка выгоднее установки Ричи.

Если взвесить все недостатки и преимущества моего метода, то, вероятно, окажется, что он значительно выгоднее метода Ричи.

Если же говорить не только об испытании параболических зеркал, но и зеркал других форм, то окажется, что компенсационный метод для многих из них является единственным методом рабочего испытания высокой точности.

величины сопряженных расстояний f_2/R и f_1/R .

$$C = 1; C_1 = 0$$

n	— 0,25	— 0,35	— 0,50	— 0,70	+ 0,70	+ 0,50	+ 0,35	+ 0,25
r/R	0,0356	0,156	0,889	7,38	7,38	0,889	0,156	0,0356
m	+ 18,7	+ 6,90	+ 2,25	+ 0,632	— 0,11	— 0,75	— 3,32	— 11,2
f_2/R	— 0,0535	— 0,145	— 0,444	Область не имеющих			+ 0,301	+ 0,0893
f_1/R	+ 0,0134	+ 0,0508	+ 0,222	смысла значений			+ 0,105	+ 0,0223

Параметр m должен быть по абсолютной величине больше единицы (при этом для предфокальных систем $m > 0$ и для систем зафокальных $m < 0$), так как в противном случае для предфокальной системы мы должны были бы при $m < 1$ расположить зеркало B не спереди, а сзади зеркала A , что невозможно, а для зафокальной системы при $(-m) < 1$ зеркало компенсационное B имело бы размеры большие, нежели испытуемое зеркало A , что бессмысленно.

Остановливаясь по практическим соображениям на системах предфакальных, мы находим смысл развить таблицу в области параметра n , близкого к $n = -0,5$, в которой для параметра m мы получим удобные и практически интересные значения. Развитие в этой области табл. XXII представляем в виде табл. XXIII.

$$C = 1; C_1 = 0$$

n	r/R	m	f_2/R	f_1/R	L/R
-0,44	0,46111	+ 3,4079	- 0,2934	0,1291	0,7066
-0,46	0,57628	+ 2,9564	- 0,3383	0,1556	0,6617
-0,48	0,71701	+ 2,5748	- 0,3884	0,1864	0,6116
-0,50	0,88889	+ 2,2500	- 0,4444	0,2222	0,5556
-0,52	1,09884	+ 1,9718	- 0,5072	0,2637	0,4928
-0,54	1,35553	+ 1,7320	- 0,5774	0,3118	0,4226
-0,56	1,66989	+ 1,5243	- 0,6563	0,3675	0,3437
-0,58	2,05584	+ 1,3434	- 0,7444	0,4318	0,2556
-0,60	2,53125	+ 1,1852	- 0,8437	0,5062	0,1563

В последней таблице расстояние между вершинами двух зеркал, испытываемого параболоида и компенсационной сферы, названо через L ; относительная величина этого расстояния дана в последней графе таблицы. Настоящей таблицей можно пользоваться для большинства практических случаев, так как параметр m имеет в ней наиболее интересные для нас значения. После окончательного определения радиусов кривизны R_0 и r придется вычислить по формулам значение параметров и не довольствоваться одним лишь интерполированием чисел табл. XXIII, особенно в случае испытания больших и светосильных зеркал.

§ 19. Компенсационный метод испытания вогнутых зеркал с помощью вогнутого эллиптического зеркала (1-й частный случай)

Так как вогнутое эллиптическое зеркало почти так же легко изготовить и испытать по методу Фук, что и зеркало сферическое, мы можем придать поверхности малого компенсационного зеркала эллиптическую форму с некоторой характеристикой $C_1 \leq 1$.

Обращаясь к выражению (15), мы находим что в данном случае второй отрицательный член знаменателя не отпадает, и при некоторых значениях C_1 и n мы можем иметь для знаменателя выражения (15) отрицательное значение, что возможно лишь в том случае, если характеристика испытываемого зеркала C будет тоже величиной отрицательной.

Таким образом область применения нашего метода при замене сферического компенсационного зеркала эллиптическим несколько расширяется, и мы можем исследовать не только вытянутые сфероиды ($C > 0$), но и сплюснутые ($C < 0$).

Для выполнения условия $C < 0$ необходимо выполнить в выражении (15) следующее условие:

$$\left. \begin{aligned} (n^2 - 1)^2 &< (n + 1)^4 C_1 \\ (n - 1)^2 &< (n + 1)^2 C_1 \end{aligned} \right\}, \quad (18)$$

или что при $C_1 \leq 1$ возможно лишь в том случае, если $n > 0$. Иными словами, для испытания вогнутых сплюснутых сфероидов с помощью вогнутого эллиптического зеркала можно собрать только зафокальную схему.

Пользуясь выражениями (15) и (16), составим табл. XXIV испытания вогнутых сплюснутых сфероидов по 1-му частному случаю компенсационного метода. Для этого параметру n придадим три определенных значения: $n = +0,2$, $n = +0,5$ и $n = +0,8$; характеристике C_1 эллиптического зеркала придадим тоже три определенных значения: $C_1 = +0,3$, $C_1 = +0,5$ и $C_1 = +0,7$. В первом столбце таблицы поместим величину $r_0/R_0 C$, найденную из выражения (15); во втором, третьем и четвертом столбцах — величину r_0/R_0 для трех видов испытываемых сплюснутых сфероидов ($C = -0,5$, $C = -1$ и $C = -2$) и, наконец, в пятом, шестом и седьмом столбцах — величину параметра $m = f(r_0/R_0, n, C_1 \text{ и } C)$, определяемую из выражения (16).

Среди различных значений параметра m мы можем выбрать такие, когда m не слишком близко к -1 и не слишком велико по абсолютной величине: первые значения m невыгодны по практическим, а вторые по теоретическим соображениям.

Материал табл. XXIV можно представить различными кривыми, по которым мы можем выбрать интересные и удобные для нас параметры, точное значение которых мы определим дополнительным вычислением.

Для примера дадим кривые параметра m для трех различных характеристик C_1 эллиптического зеркала, при различных значениях пара-

ТАБЛИЦА XXIV

$n = +0,2, +0,5, +0,8$; $C_1 = +0,3, +0,5, +0,7$; $C = -0,5, -1,0, -2,0$

		r_0/R_0C	r_0/R_0			m		
			$C = -0,5$	$C = -1$	$C = -2$	$C = -0,5$	$C = -1$	$C = -2$
$n = +0,2$	$C_1 = 0,5$	-0,1111	0,0556	0,1111	0,2222	-6,000	-3,000	-1,500
	$C_1 = 0,7$	-0,0242	0,0121	0,0242	0,0484	-27,548	-13,774	-6,887
$n = +0,5$	$C_1 = 0,3$	-0,5223	0,2612	0,5223	1,0446	-2,553	-1,277	-0,638
	$C_1 = 0,5$	-0,2540	0,1270	0,2540	0,5080	-5,244	-2,622	-1,311
$n = +0,8$	$C_1 = 0,7$	-0,1677	0,0838	0,1677	0,3354	-7,951	-3,976	-1,988
	$C_1 = 0,3$	-1,0851	0,5426	1,0851	2,1702	-1,638	-0,819	-0,410
	$C_1 = 0,5$	-0,6401	0,3201	0,6401	1,2802	-2,777	-1,389	-0,694
	$C_1 = 0,7$	-0,4539	0,2270	0,4539	0,9078	-3,917	-1,958	-0,972
		I	II	III	IV	V	VI	VII

метра n и для случая испытания определенного сплюснутого сфероида с характеристикой $C = -1$; по оси X -ов откладываем параметр n , по оси Y -ов — параметр m . На рис. 62 изображены три кривых параметра m ; каждая кривая соответствует определенному значению характеристики эллипсоида при любых значениях n и при определенном значении ($C = -1$) характеристики испытуемого сплюснутого сфероида. Так как наиболее

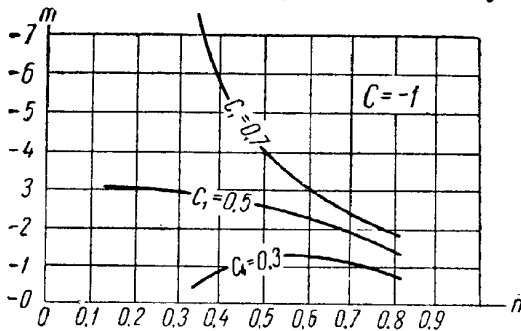


Рис. 62.

Допустим, что мы остановились на характеристике эллипсоида $C_1 \cong 0,5$, при характеристике сплюснутого сфероида, подлежащего испытанию, $C = -1$; пусть далее параметр m избран нами: $m \cong -2,6$, при этом другой параметр окажется равным: $n \cong +0,5$. В этом случае расхождение точек пересечения нормалей сплюснутого сфероида компенсируется аберрациями эллипсоида, а ход лучей нашей установки схематически изображен на рис. 63, где A — испытуемый сплюснутый сфероид, B — эллиптическое зеркало и S_1 и S_2 — светящаяся точка (или щель) и нож. Само собою разумеется, что с помощью эллиптического зеркала

можно испытывать не только сплюснутые сфероиды по зафокальной схеме, но и вытянутые сфероиды по схеме предфокальной и зафокальной. Таким образом мы имеем пока-что возможность испытывать по моему компенсационному методу любые большие вогнутые зеркала, от гиперболических до сплюснуто-сферических включительно. Во всех случаях компенсирующее зеркало может быть взято сравнительно малых размеров, вогнутой формы, и поверхность его сферическая или эллиптическая может быть просто изготовлена и весьма точно испытана. Чем больше численное значение характеристики испытываемого зеркала, тем вообще труднее осуществляется его исследование;

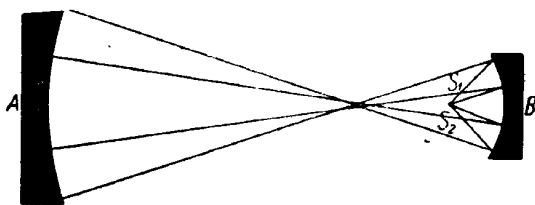


Рис. 63.

таким образом гиперболоиды и сплюснутые сфероиды с чрезмерно большим абсолютным значением характеристики C не только трудно изготавливаются в смысле фигурации их поверхности, но и трудно испытываются в смысле точности испытания. Можно осуществить испытание сплюснутых сфероидов и по предфокальной схеме, но для этого случая компенсационное зеркало должно иметь либо вогнутую гиперболическую форму, либо выпуклую сферическую форму.

В каждом данном случае можно подсчитать и решить, в каком виде лучше применить компенсационный метод испытания некоторого конкретного зеркала.

§ 20. Компенсационный метод испытания малых выпуклых зеркал

Выпуклые зеркала могут иметь применение либо в роли малых зеркал для удлиняющей предфокальной системы сложного телескопа, либо в роли компенсирующего зеркала нашего метода, если бы в таком зеркале встретилась необходимость. Во всяком случае, размеры выпуклых зеркал будут заведомо меньшие, нежели размеры основных вогнутых зеркал телескопов, а потому для условия их испытания можно несколько видоизменить и наши требования.

Так как в малых зеркалах сложных систем телескопов должна быть строго соблюдена не только характеристика, но и величина f_0 , то, может быть, есть смысл, как мы уже упоминали в своем месте, испытывать их по методу пробного вогнутого зеркала, для изготовления же вогнутых пробных зеркал мы дали уже компенсационный метод рабочего испытания.

Однако есть смысл применить компенсационный метод и непосредственно к испытанию этих выпуклых зеркал.

Прежде всего не будем в этом случае ограничивать размеров компенсирующего зеркала, и если оно окажется по размерам больше зеркала испытываемого, что, к сожалению, неизбежно, то не будем усматривать в этом нецелесообразности или бессмысленности такой установки: все дело в том, что выпуклые зеркала относительно малы по размерам и никаких методов, кроме метода пробного стекла, мы для них не знаем; от автоколлимационной же установки мы уже отказались, да и она годна лишь для испытания сопряженного, но не самостоятельного выпуклого зеркала. В случае весьма малого относительного отверстия выпуклого зеркала, что весьма часто встречается на практике даже в случае большой светосилы всей системы сложного телескопа, можно было бы допустить расцентрированную установку, как показано на рис. 64, где A — испытываемое, а B — компенсиционное вогнутое зеркало. Если же отно-

сительное отверстие зеркала A достаточно велико, то необходимо пользоваться только центрированными схемами.

Во всех дальнейших рассуждениях мы не будем ограничивать себя требованиями первого частного случая, но допустим и несовпадение точек S_1 и S_2 и направление лучей не только по нормальям испытываемого зеркала, но и как угодно иначе, например, в анаберрационные точки испытываемой поверхности.

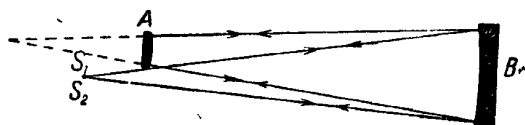


Рис. 64.

лым относительным отверстием с помощью вогнутого сферического зеркала B ; фиг. b — для сферы A с нормальным относительным отверстием с помощью вогнутого эллиптического зеркала B и фиг. c — с помощью вогнутого сферического зеркала B .

Строго говоря, последняя схема и является компенсационной схемой, тогда как в двух первых светящаяся точка и ее изображения совпадают с анаберрационными точками зеркал B и A .

В каждом данном случае можно решить, какой из перечисленных способов выгоднее применить для испытания выпуклого сферического зеркала.¹

2) Испытание выпуклого эллипсоида и параболоида проще всего осуществить по схеме рис. 65 фиг. c .

3) Испытание выпуклого гиперboloида осуществимо как по схеме рис. 65 фиг. c , так и по схеме рис. 66, где вспомогательное зеркало B вогнутой эллиптической формы; в его первом фокусе S_1 расположена светящаяся точка; второй фокус эллипсоида совпадает с задним фокусом испытываемого гиперboloида, тогда как в переднем фокусе гиперboloида, в точке S_2 , помещен нож Фуко. Как и во всех предыдущих схемах, плоское диагональное зеркало на рисунке не изображено.

По схеме рис. 66 мы таким образом направляем лучи в анаберрационные точки испытываемого зеркала.

4) Испытание выпуклого сплюснутого сфероида проще всего осуществить по схеме рис. 67, где A — испытываемый сплюснутый сфе-

1) Испытание выпуклой сферы изображено схематически на рис. 65: фиг. a — для сферы A с ма-

гнито-сферического зеркала B и фиг. c — с помощью

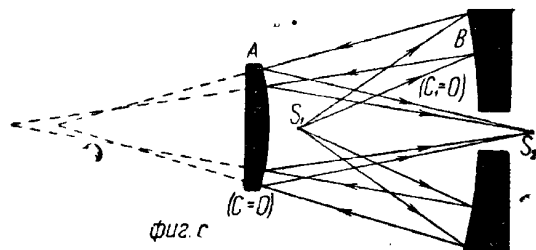
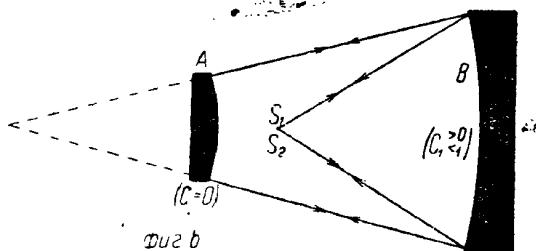
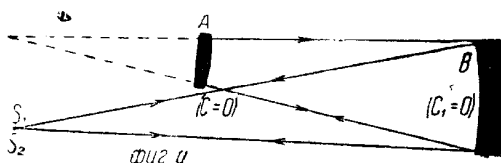


Рис. 65.

¹ Возможно, что в некоторых случаях есть смысл производить испытание выпуклых поверхностей линз больших астрономических объективов по схеме рис. 65 (видоизмененная фиг. b или c).

роид, B —компенсационное вогнутое сферическое зеркало; лучи направляются на испытуемое зеркало по нормальям к его поверхности.

Во всех перечисленных схемах отражение от несеребрянной поверхности испытуемого зеркала происходит *один раз*!

Во всех случаях вспомогательное зеркало имеет вогнутую и легко и точно испытуемую поверхность, т. е. поверхность сферическую или эллиптическую.

В то время как при испытании вогнутых зеркал практически выгодно брать высокие значения для параметра m , благодаря чему соответственно уменьшаются размеры компенсационного зеркала в ущерб, конечно, границам применения компенсационного метода, при испытании зеркал выпуклых желательно брать для параметра m возможно меньшее значение, чтобы вспомогательное зеркало B не вышло чрезмерно большим.

Путем соответственного расчета можно часто спроектировать установку так, что одно и то же вогнутое (сферическое или эллиптическое)

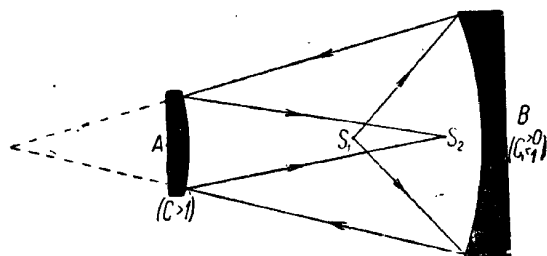


Рис. 66.

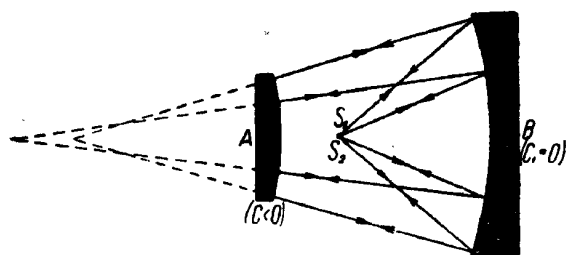


Рис. 67.

зеркало послужит для испытания как большого, так и малых зеркал сложной системы телескопа, ибо нам предоставляется право в довольно широких пределах изменять параметры m и n , благодаря чему в широких же пределах изменяются и аберрации компенсирующего зеркала.

Таким образом изготовление всякого большого телескопа начинается с из-

§ 21. Границы применения компенсационного метода для первоклассных зеркал

Для выяснения этих границ введем три обязательных условия: 1) компенсационное зеркало имеет либо идеальную форму поверхности, либо, во всяком случае, ошибки его поверхности столь малы, что не могут внести ошибок в испытуемую поверхность более $\frac{1}{20}\lambda$; 2) параметры m и n соблюдены абсолютно точно, и радиусы кривизны R_0 и r_0 абсолютно точно нам известны; 3) мастер довел поверхность испытуемого зеркала до той степени совершенства, при которой теневой рельеф, при чувствительности метода испытания выше $\frac{1}{20}\lambda$, исчезает вовсе.

В этом случае, как мы уже упоминали, при достаточно больших поперечнике D и относительном отверстии A зеркала его поверхность может

уклониться от заданной теоретической на величину большую нежели $\frac{1}{20} \lambda$, т. е. в этом случае размеры и светосила зеркала выходят за границы применения компенсационного метода.

Из нескольких способов, определяющих эти границы, я остановлюсь на одном, наиболее, на мой взгляд, строгом и притом бесспорном: это способ точного расчета хода лучей в компенсационной установке и перехода от аберраций к отклонениям поверхности от заданной теоретической.

Ввиду того, что нам необходимо выяснить влияние ошибок первого приближения, мы имеем право пользоваться для расчета формулами второго приближения, данными в части II.

Решим поставленную задачу для случая испытания по компенсационному методу параболоида ($C=1$) при трех различных параметрах m ($m \cong 1,5$, $m \cong 2$ и $m \cong 3$). Положим, что радиус кривизны параболоида $R_0 = 2F = 10\,000$ мм. Положим далее, что испытание будет производиться по предфокальной схеме первого частного случая, и, наконец, что компенсирующее зеркало будет сферическим ($C_1 = 0$).

С помощью точных уравнений производим точный расчет компенсационной установки по трем параметрам m , близким к $m \cong 1,5$; $m \cong 2$ и $m \cong 3$, и полученный материал сводим в табл. XXV.

ТАБЛИЦА XXV

$C = 1$; $C_1 = 0$; $R_0 = 10\,000$; $m \cong 1,5$; $m \cong 2$; $m \cong 3$

	n_0	r	m_0 точно	f_{20}	f_1	y_1^0	y_1'	y_1''	y_1'''	y_1''''
$m \cong 1,5$	-0,560	16 698,9	1,5243	-6 560,4	3 673,8	0	131	262	393	524
$m \cong 2$	-0,517	10 646,0	2,0109	-4 972,9	2 571,0	0	100	200	300	400
$m \cong 3$	-0,458	5 636,87	2,9982	-3 335,4	1 527,6	0	67	134	201	268

Определив точно радиус кривизны и параметры положения для сферического вогнутого зеркала, мы можем, пользуясь точной формулой [выражение (50), часть I] для аберраций сферического зеркала, найти эти аберрации Δf_{2y_1} для различных зон y_1 . Выберем эти зоны так, чтобы при различных параметрах m относительные отверстия отраженных сферическим зеркалом пучков в различных случаях были по возможности близки друг другу. Очевидно, зоны y_1 будут в этом случае различны для различных параметров. Изберем кроме центральной зоны еще четыре, например зоны: y_1' , y_1'' , y_1''' и y_1'''' , значения которых и даны в табл. XXV.

Теперь произведем точный расчет аберраций для избранных зон по трем параметрам m и полученный материал сведем в табл. XXVI.

Столбцы I, II, III и IV содержат точные значения элементов компенсационного зеркала, причем величина Δf_{2y_1} представляет собою в то же время величину расхождения точек пересечения нормалей испытуемого большого зеркала, т. е. величину ΔR_y .

От величины y_1 мы можем перейти к приближенному значению величины u (большого зеркала), так как в первом приближении: $u \cong y_1 m_0$; по величине u мы можем определить величину x (большого зеркала) — тоже пока приближенно. Эти значения мы и привели в столбцах V и VI.

ТАБЛИЦА XXVI

$C = 1$; $C_1 = 0$; $R_0 = 10\,000$; $m' = 1,5243$; $m'' = 2,0109$; $m''' = 2,9982$

m_0	y_1	x_1	Δf_{2y_1}	f_{20}	ωy	ωx	y точно	$x = \Delta R_y$ точно	ΔF_y
1,5243 ($\omega 1,5$)	0	0	0	-6 560,4	0	0	0	0	0
	131	0,5138	-1,9937	—	199,68	1,99	199,607	1,9922	0,0008
	262	2,0553	-7,9775	—	399,36	7,97	398,756	7,9503	0,0136
	393	4,6251	-17,9596	—	599,04	17,94	596,995	17,8202	0,0697
	524	8,2234	-31,9512	—	798,72	31,90	793,875	31,5119	0,2197
2,0109 ($\omega 2$)	0	0	0	-4 972,9	0	0	0	0	0
	100	0,4697	-2,0221	—	201,09	2,02	200,989	2,0199	0,0011
	200	1,8788	-8,0920	—	402,18	8,09	401,375	8,0551	0,0184
	300	4,2278	-18,2206	—	603,27	18,20	600,580	18,0349	0,0928
	400	7,5172	-32,4267	—	804,36	32,35	797,956	31,8375	0,2946
2,9982 ($\omega 3$)	0	0	0	-3 335,4	0	0	0	0	0
	67	0,3982	-2,0181	—	201	2,02	200,733	2,0147	0,0017
	134	1,5929	-8,0788	—	402	8,08	400,586	8,0234	0,0277
	201	3,5848	-18,2014	—	603	18,18	598,725	17,9236	0,1389
	268	6,3744	-32,4158	—	804	32,32	794,282	31,5437	0,4361
	I	II	III	IV	V	IV	VII	VIII	IX

Обращаясь к рис. 68, мы можем теперь найти и точное значение для зоны y испытуемого зеркала в следующем виде:

$$y = y_1 \frac{R_0 + \Delta \bar{f}_{2y_1} - x}{x_1 + \bar{f}_{2y_1}}, \quad (19)$$

где для величин $\Delta \bar{f}_{2y_1}$ и $\bar{f}_{2y_1}$ берется их абсолютное значение из табл. XXVI. Нужно помнить, что:

$$\bar{f}_{2y_1} = \bar{f}_{20} + \Delta \bar{f}_{2y_1}. \quad (20)$$

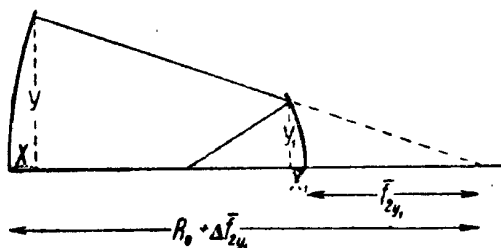


Рис. 68.

В выражении (19) все величины, кроме величины x , определены вполне точно; величину же x мы определили более чем достаточно точно в столбце VI, а потому и для величины y [выражение (19)] мы получаем, если не абсолютное, то, во всяком случае, более чем достаточно точное

значение, вошедшее в VII столбец табл. XXVI. Так как испытываемая поверхность должна быть параболоидом, то, во-первых:

$$x = \frac{y^2}{2R_0} \quad (21)$$

и, во-вторых:

$$C = 1 = \frac{\Delta R_{y'}}{x},$$

откуда:

$$\Delta R_{y'} = x = \frac{y^2}{2R_0}. \quad (22)$$

Столбец VIII дает таким образом расхождение точек пересечения нормалей идеального параболоида для избранных зон. В действительности же эти расхождения равны числам столбца III, т. е. во всех случаях наша испытываемая поверхность, доведенная до полной степени совершенства по данному методу, окажется несколько перекорректированным параболоидом.

Вычитая из абсолютного значения чисел столбца III числа столбца VIII и деля их на 2, мы получаем величину главной продольной аберрации испытываемого зеркала (ΔF_y), которую и вносим в столбец IX таблицы.

Теперь по главной продольной аберрации мы без труда можем найти отклонения поверхности зеркала от ближайшего параболоида.

Но прежде всего мы можем подметить, что величина ΔF_y возрастает пропорционально четвертой степени зоны y , поэтому мы можем для дальнейших расчетов разбить зеркало на большее число зон и найти аберрации этих зон путем достаточно точного интерполирования, не прибегая снова к сложным и громоздким расчетам.

Далее мы можем округлить значение зон y , приняв $y_0 = 0$, $y' \cong 200$, $y'' \cong 400$, $y''' \cong 600$ и $y'''' \cong 800$ и не вводя при этом сколько-нибудь ощутимой погрешности в дальнейшие расчеты отклонения поверхности зеркала.

Приняв во внимание эти соображения, составляем табл. XXVII известного уже нам расчета отклонений поверхности зеркала от ближайшего параболоида для параметра $m = 2,0109$.

ТАБЛИЦА XXVII
 $C = 1$; $R_0 = 10\,000$; $m = 2,0109$; $\lambda = 540 \mu\mu$

y mm	A_y	q	ΔF_y $\mu\mu$	$\Delta F_{y'}$ $\mu\mu$ (средн.)	Δq	$\sum_0^q \Delta F' \cdot \Delta q$ $\mu\mu$	h_q $\mu\mu$	h_{q^0} $\mu\mu$	h_{q^0}/λ
0	0	0	0	—	—	0	0	0	0
100	1: 25,0	0,016	70	35	0,016	1	0,004	10,2	0,019
200	1: 12,5	0,063	1 100	580	0,047	29	0,18	40,0	0,074
300	1: 8,33	0,141	5 800	3 450	0,078	302	1,90	88,0	0,163
400	1: 6,25	0,250	18 400	12 100	0,109	1 626	10,34	149,1	0,276
500	1: 5,00	0,391	45 000	31 700	0,141	6 083	38,95	210,4	0,390
600	1: 4,167	0,563	92 800	68 900	0,172	17 930	114,80	244,2	0,452
700	1: 3,571	0,766	173 000	132 900	0,203	44 920	287,46	200,9	0,372
800	1: 3,125	1	294 600	233 800	0,234	99 720	637,60	0	0
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X

В этой таблице в столбцах I и II даны значения y (зоны испытываемого зеркала) и A_y (относительные отверстия этих зон). В столбце VIII даны отклонения h_q поверхности зеркала от параболоида, сливающегося с поверхностью нашего зеркала при его вершине, т. е. имеющего общий с ним радиус кривизны центральной зоны ($R_0 = 10\,000$).

Числа столбца VIII возрастают пропорционально пятой степени зоны (y^5).

В столбцах IX и X даны отклонения h_q^0 поверхности испытываемого зеркала от ближайшего параболоида; эти отклонения выражены как в миллионных долях миллиметра, так и в долях световой волны (при $\lambda = 540 \mu\mu$).

На основании последнего столбца составляем (рис. 69) кривую отклонений поверхности нашего зеркала от ближайшего параболоида. Поверхность этого зеркала далеко не первоклассная.

Так как $h_{\max}^0 = 0,452\lambda$ и так как наибольшее допустимое отклонение для первого класса равно $0,05\lambda$, то мы можем причислить нашу поверхность к некоторому классу k ; очевидно, что:

$$k = \frac{h_{\max}^0}{0,05\lambda} = \frac{h_{\max}^0 (\mu\mu)}{27 (\mu\mu)}, \quad (23)$$

что для нашего случая дает $k = 9,04$. Чтобы зеркало при данном относительном отверстии $A = 1 : 3,125$ явилось первоклассным зеркалом, необходимо уменьшить масштаб в k раз, т. е. в 9,04 раза. Так как при данном относительном отверстии $A = 1 : 3,125$ поперечник зеркала был равен $D = 1600 \text{ мм}$, то очевидно, что максимальный поперечник зеркала $D_{\max}$, могущего быть испытанным по нашему методу при данном относительном отверстии как первоклассное, будет всего лишь:

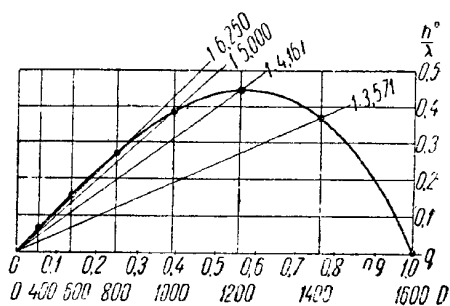


Рис. 69.

$$D_{\max} = \frac{D}{k} = \frac{1600}{9,04} = 177 \text{ мм}. \quad (24)$$

(1 : 3,125)

Если мы задиафрагируем зеркало до поперечника $D = 1\,400$, т. е. до относительного отверстия $A = 1 : 3,571$, то наибольшее отклонение от ближайшего параболоида окажется в этом случае $h_{\max}^0 = 108 \mu\mu$. Эту величину мы можем точно определить, произведя расчет по примеру предыдущего расчета табл. XXVII, как я в действительности и делал; но можно определить ее и проще, хотя и менее точно, из рис. 69, наклоняя ось X -ов до пересечения с точкой кривой, соответствующей вновь избираемой крайней зоне.

Так как при $D = 1\,400$, т. е. при $A = 1 : 3,571$, наибольшее отклонение $h_{\max}^0 = 108 \mu\mu$, то класс этого зеркала выразится числом:

$$k = \frac{108}{27} = 4,00,$$

и максимальный диаметр первоклассного параболоида:

$$D_{\max} = 350 \text{ мм}. \quad (1 : 3,571)$$

Произведя подобный расчет для различных относительных отверстий, мы составляем следующую табл. XXVIII максимальных диаметров перво-классных параболоидов, могущих быть испытанными по компенсационному методу при всех введенных нами ограничениях.

ТАБЛИЦА XXVIII

$$m = 2,0109; \lambda = 540 \text{ } \mu\mu$$

A	1:3,125	1:3,571	1:4,167	1:5,000	1:6,250	1:8,333
$D_{\max}$	177	350	780	1 850	5 560	25 000

Далее оказывается, что на границы применения моего метода влияет не только величина относительного отверстия, но и величина параметра m , для чего мы и производили расчет для трех различных значений этого параметра.

Не приводя повторения подробных вычислений, мы дадим лишь общую сводку всего материала в табл. XXIX.

ТАБЛИЦА XXIX

$$R_0 = 10\,000; C = 1; C_1 = 0; \lambda = 540 \text{ } \mu\mu; m' = 1,5243; m'' = 2,0109; m''' = 2,9982$$

2у	A	$m = 1,5243$ $\mu\mu$	$m = 2,0109$ $\mu\mu$	$m = 2,9982$ $\mu\mu$	$m = 1,5243$ $\mu\mu$	$m = 2,0109$ $\mu\mu$	$m = 2,9982$ $\mu\mu$
0	0	0	0	0	0	0	0
200	1: 25	0,002	0,004	0,005	7,4	10,2	15
400	1: 12,5	0,13	0,18	0,3	29,5	40,0	60
600	1: 8,333	1,43	1,90	2,9	65,3	88,0	132
800	1: 6,25	7,73	10,34	16	110,9	149,1	222
1000	1: 5,00	28,88	38,95	58	156,4	210,4	316
1200	1: 4,167	85,64	114,80	171	181,2	244,2	367
1400	1: 3,571	213,94	287,46	429	149,2	200,9	303
1800	1: 3,125	474,37	637,60	956	0	0	0
h_q				h_q^0			

Как видим, в трех различных случаях отклонения пропорциональны величине m ; в той же мере параметр m влияет, очевидно, и на границы применения компенсационного метода.

Далее составляем табл. XXX, в которой даются границы применения нашего метода для различных A и m по вышеизложенному нами способу.

Т А Б Л И Ц А XXX
 $C = 1; C_1 = 0; \lambda = 540 \text{ мк}$

	$h_{\max}^0 (\text{мк})$					k				
$m = 1,5243 \dots$	181,2	81	31	11	2,9	6,71	3,00	1,15	0,407	0,107
$m = 2,0109 \dots$	244,2	108	42	15	3,9	9,04	4,00	1,56	0,556	0,144
$m = 2,9982 \dots$	367	165	63	22	5,8	13,6	6,11	2,33	0,815	0,215
$\Psi \dots \dots \dots$	3,125	3,571	4,167	5,000	6,250	3,125	3,571	4,167	5,000	

	$D_{\max} (\text{мм})$				
$m = 1,5243 \dots$	238	467	1 043	2 460	7 480
$m = 2,0109 \dots$	177	350	780	1 850	5 560
$m = 2,9982 \dots$	118	229	515	1 230	3 720
$\Psi \dots \dots \dots$	3,125	3,571	4,167	5,000	6,250

В этой таблице для различных относительных отверстий даны наибольшие отклонения поверхностей от ближайшего параболоида, класс поверхности при $R_0 = 10\,000$ и максимальные размеры первоклассного параболоида, могущего быть испытанным по нашему методу в ограниченном его виде.

Как и следовало ожидать, границы раздвигаются пропорционально пятой степени относительного фокуса (Ψ^5).

Произведя некоторое интерполирование, мы можем дать последнюю округленную таблицу границ данного метода — табл. XXXI.

Т А Б Л И Ц А XXXI
 $D_{\max} = \varphi(A, m)$ при $C = 1; C_1 = 0$

$A \backslash m$	1,5 мм	2 мм	3 мм
1:10 $\dots \dots$	80 000	60 000	40 000
1:9 $\dots \dots$	47 200	35 400	23 600
1:8 $\dots \dots$	26 200	19 700	13 100
1:7 $\dots \dots$	13 440	10 080	6 720
1:6 $\dots \dots$	6 220	4 670	3 110
1:5 $\dots \dots$	2 500	1 880	1 250
1:4,5 $\dots \dots$	1 480	1 110	740
1:4 $\dots \dots$	820	615	410
1:3,5 $\dots \dots$	420	315	210
1:3 $\dots \dots$	200	150	100

Числа настоящей таблицы легко укладываются в следующую, скорее теоретическую, нежели эмпирическую формулу:

$$D_{\max} = \frac{1,2 V^5}{m}.$$

Смысл этой формулы понятен на основании предыдущих рассуждений, а коэффициент 1,2 наиболее хорошо удовлетворяет числам табл. XXX.

Таким образом, если не задаваться исключительно высоким значением относительного отверстия, мой метод, даже со всеми введенными ограничениями, позволяет вполне строго и надежно испытывать параболические первоклассные зеркала весьма солидного размера; так, например, при $A=1:5$ и $m=1,5$ границы применения моего метода раздвигаются до $D=2500$ мм, а такое зеркало во всех отношениях идентично со 100-дюймовым зеркалом солнечной обсерватории Маунт Вильсон.

Это зеркало в процессе его фигурации испытывалось проф. Ричи по автоколлимационному методу, но оно могло бы быть с большей простотой испытано и по нашему компенсационному методу, причем отклонения поверхности от параболоида в $\frac{1}{20} \lambda$ были бы обнаружены в виде определенной теневой картины.

Несомненно, можно расширить границы применения моего метода и еще больше, если отказаться от принятых нами ограничений, т. е. если допустить для компенсационного зеркала не только сферическую, но и иную форму поверхности, если допустить не только предфокальную, но и зафокальную схему, и, наконец, если допустить учет той слабой теневой картины, которая будет появляться в силу несоблюдения строго равенства: $\Delta R_y = -\Delta f_{2y_1}$ при поперечниках и светосилах зеркал, превосходящих числа табл. XXXI.

Во всяком случае, даже числа табл. XXXI могут гарантировать применение компенсационного метода еще на долгие времена.

Мы до сих пор рассматривали только случай испытания параболоида.

При испытании иных регулярных поверхностей найденные нами границы, конечно, изменяются—и тем сильнее, чем больше численное значение характеристики испытываемой поверхности.

Расчет для каждого особого случая и выбор наиболее выгодного сочетания представляет собою настолько индивидуальную задачу конструктора, что мы останавливаться здесь на этом вопросе не будем. Все предпосылки и основания для подобных проектов нами даны, а выбор наиболее удачного и удобного сочетания зависит от способностей конструктора.

В заключение еще раз повторяю, что в случае чрезмерно большого отверстия зеркала или его светосилы, если бы нам и не удалось придумать компенсационного сочетания, при котором для первоклассного зеркала исчезал бы теневой рельеф, то измерение по слабым теням величины ΔF_y при соблюдении в первом приближении $\Delta f_y \cong 0$, оказывается значительно проще и точнее, нежели измерение той же величины, налагающейся на несравненно большую величину $2\Delta R_y$ при испытании зеркала из центра его кривизны.

§ 22. Точность установки компенсационного зеркала

Другим источником ошибок может явиться несоблюдение на практике вычисленных параметров m_0 и n_0 . Так как мы имеем возможность сколь угодно точно совместить точки S_1 и S_2 в плоскости, перпендикулярной к оптической оси, и так как параметр n_0 является функцией от параметра m_0 , то на практике несоблюдение вычисленных значений пара-

метров скажется в несоблюдении расстояния между вершинами обоих зеркал или, что равноценно, в несоблюдении вычисленной величины f_{2_0} .

Предположим, что мы допустили ошибку в расстоянии между вершинами двух зеркал, равную Δ_L .

В этом случае, обозначая вновь получаемые переменные величины значком ($'$), мы находим их в следующем новом виде:

$$f'_{2_0} = f_{2_0} + \Delta_L, \quad (25)$$

$$m_0' = -\frac{R_0}{f_{2_0} + \Delta_L} \cong m_0 \left(1 - \frac{\Delta_L}{f_{2_0}}\right) \cong m_0 \left(1 + \frac{\Delta_L m_0}{R_0}\right), \quad (26)$$

$$f_1' = \frac{rf'_{2_0}}{2f'_{2_0} - r} = f_1 + \Delta_L \left(\frac{r - 2f_1}{2f_{2_0} - r}\right) = f_1 - n_0^2 \Delta_L, \quad (27)$$

$$n_0' = \frac{f_1'}{f_{2_0}} \cong n_0 \left[1 - \frac{\Delta_L (n_0 + 1)}{f_{2_0}}\right] \cong n_0 \left[1 + \frac{\Delta_L (n_0 + 1) m_0}{R_0}\right]. \quad (28)$$

Удерживая прежние значения для x_1 и y_1 , на что мы имеем право, мы получаем для нового сопряженного расстояния f_1' продольные аберрации сферического зеркала в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Delta f_{2_{y_1}'} &= \frac{-2x_1 r (f_1 - n_0^2 \Delta_L - r)^2}{(2f_1 - 2n_0^2 \Delta_L - r) [r(2f_1 - 2n_0^2 \Delta_L - r) - 2x_1 (f_1 - n_0^2 \Delta_L - r)]} \cong \\ &\cong -\frac{x_1 (n_0 - 1)^2}{2n_0^2} \left[1 + \frac{x_1 (n_0 - 1)^2 - 4n_0^2 \Delta_L}{r \cdot n_0 (n_0 - 1)}\right]. \end{aligned} \quad (29)$$

Пользуясь выражениями (29) и (19) и принимая из табл. XXV и XXVI основные параметры: $m = 2,0109$ и $n = -0,517$, произведем расчет аберраций для зоны $y_1 = 400$ (при $x_1 = 7,5172$ и $r = 10\,646$) и для шести различных величин смещения Δ_L . Результаты расчета сведем в табл. XXXII.

ТАБЛИЦА XXXII

$m_0 = 2,0109$; $n_0 = -0,517$; $R_0 = 10\,000$; $r = 10\,646$; $y_1 = 400$; $x_1 = 7,5172$

Δ_L mm	f_{2_0}'	m_0	$\Delta f_{2_{y_1}'}$	$\sim x$	y (точно)	$x = \Delta R_{y_1}'$ (точно)	ΔF_y
- 10	- 4982,9	2,0069	- 32,469	32	796,39	31,712	0,378
± 0	- 4972,9	2,0109	- 32,427	32	797,98	31,839	0,294
+ 10	- 4962,9	2,0149	- 32,386	32	799,58	31,967	0,210
+ 20	- 4952,9	2,0190	- 32,345	32	801,19	32,095	0,125
+ 30	- 4942,9	2,0231	- 32,303	32	802,80	32,225	0,039
+ 35	- 4937,9	2,0252	- 32,283	32	803,61	32,284	- 0,001
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII

Таким образом, ошибаясь в расстоянии между вершинами зеркал на величину Δ_L , мы (при $\Delta_L \geq 0$) не только не увеличиваем аббераций крайней зоны, но напротив того — ее уменьшаем.

При $\Delta_L \cong +35$ мм абберация $\Delta F_y = 0$; в этом случае границы применения нашего метода значительно расширяются по сравнению с ранее вычисленными.

Для выяснения в этом случае границ применения нашего метода произведем точный расчет аббераций для различных зон испытываемого зеркала, а от этих аббераций перейдем к отклонениям поверхности от ближайшего параболоида.

Результаты вычисления сведем в табл. XXXIII, в которой все переменные величины имеют прежние значения, а ошибка в расстоянии между зеркалами равна $\Delta_L = +35$ мм.

ТАБЛИЦА XXXIII

$$R_0 = 10\,000; r = 10\,646; f_{20} = -4937,9; f_1 = 2561,61; C = 1; C_1 = 0; m_0 = +2,0252$$

y_1	x_1	Δf_{2y_1}	$\approx x$	y (точно)	$x = \Delta R_y$ (точно)	ΔF_y	q	Δq	$\Delta F_{\text{средн.}}$	$h_{\frac{q}{2}}$ $\mu\mu$	h_q $\mu\mu$
0	0	0,000	0	0	0	0	0	—	—	0	0
50	0,1174	— 0,503	0,5	101,24	0,512	— 0,005	0,016	0,016	— 0,002	— 0,2	+ 4,9
100	0,4697	— 2,013	2,0	202,41	2,049	— 0,018	0,063	0,047	— 0,011	— 3,5	+ 16,8
150	1,0568	— 4,530	4,5	303,43	4,604	— 0,037	0,142	0,079	— 0,028	— 17,8	+ 27,9
200	1,8788	— 8,056	8,0	404,22	8,170	— 0,057	0,253	0,111	— 0,047	— 51,5	+ 29,9
250	2,9358	— 12,592	12,6	504,70	12,736	— 0,072	0,394	0,141	— 0,064	— 109,8	+ 16,9
300	4,2278	— 18,139	18,1	604,81	18,290	— 0,076	0,566	0,172	— 0,074	— 192,1	— 10,1
350	5,7549	— 24,702	24,7	704,46	24,813	— 0,056	0,768	0,202	— 0,066	— 278,1	— 31,1
400	7,5172	— 32,283	32,3	803,58	32,287	— 0,002	1	0,232	— 0,029	— 321,6	0
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII

Пользуясь столбцом XII настоящей таблицы, построим кривую отклонений поверхности от ближайшего параболоида (рис. 70).

Наклоняя ось X -ов до ее пересечения с избранными на кривой точками, мы можем графически определить величину наибольшего отклонения нашей поверхности от ближайшего параболоида и для других зон, т. е. для других относительных отверстий.

Отсюда легко перейти к классу K поверхности и к максимальному поперечнику D_{max} зеркала, могущего быть испытанным как первоклассное, при $\Delta_L/R_0 = +0,0035$ и при $m \cong 2$.

Конечно, наибольший выигрыш в расширении границ мы получим для крайней зоны, так как мы приняли $\Delta_L = +35$ мм, при котором абберация именно крайней зоны обращается в нуль ($\Delta F_{800} \cong 0$).

Результат такого расчета сведем в табл. XXXIV.

ТАБЛИЦА XXXIV

$$m_0 = 2,0252; \frac{\Delta_L}{R_0} = + \frac{35}{10\,000}; C = 1; C_1 = 0; \lambda = 540 \text{ мк}$$

y	D	A	$h_{\max}^0$ мк	k	$D_{\max} = D/k$	$D_{\max}'$	$D_{\max}/D_{\max}'$
303,4	606,8	1:8,24	4,5	0,167	3 630	—	—
404,2	808,4	1:6,19	10,8	0,40	2 020	5 560	0,36
504,7	1 009,4	1:4,95	22,2	0,82	1 230	1 850	0,67
604,8	1 209,6	1:4,13	34	1,26	960	780	1,2
704,5	1 408,9	1:3,55	40	1,48	950	350	2,7
803,6	1 607,1	1:3,11	62	2,296	700	177	4,0
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII

В столбце IV этой таблицы даны наибольшие отклонения поверхности зеркал от ближайшего параболоида для различных светосил; эти отклонения определены графически по рис. 70. Деля эти отклонения на 27 мм, мы получаем класс зеркала (столбец V); деля величину D (столбец II) на величину k (столбец V), мы получаем значение для максимального поперечника $D_{\max}$ первоклассного параболоида (столбец VI), чем и определяем границы применения метода в новом виде:

$$\left(\text{при } \frac{\Delta_L}{R_0} = \frac{35}{10\,000} \right).$$

В столбце VII даны для сравнения прежние границы [при $\Delta_L = 0$ (таблица XXX)] приблизительно для одних и тех же относительных отверстий. И, наконец, числа столбца VIII показывают нам, в каком

случае и во сколько раз раздвинулись границы применения метода.

Как и следовало ожидать, наибольший выигрыш—в 4 раза—мы получили для крайней зоны, т. е. для относительного отверстия $A = 1:3,11$, для которого мы как-раз и подобрали такое Δ_L , при котором $\Delta F_{1:3,11} \approx 0$.

Таким образом, если бы мы в точности выполняли расстояние между зеркалами равным наивыгоднейшему, то границы применения моего метода расширились бы приблизительно в 4 раза по сравнению с границами, данными в табл. XXXI.

Если же установка зеркала относительно наивыгоднейшего расстояния будет произведена сравнительно весьма грубо, т. е. если мы ошибе-

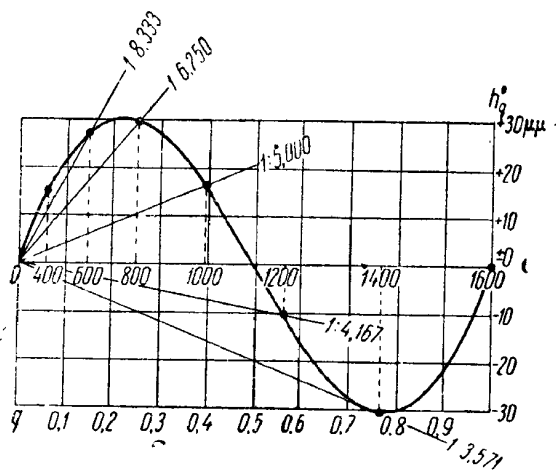


Рис. 70.

расстоянии между зеркалами на 2—3 см (при $R_0 = 10000$), то и в этом случае границы применения моего метода не сузятся дальше чисел табл. XXXI.

Очевидно, что необходимость абсолютно точного расположения зеркал на вычисленном друг от друга расстоянии—отпадает.

Если мы сможем довести ошибку в установке зеркал всего лишь до нескольких миллиметров, то есть полный смысл располагать зеркала на наимыгоднейшем расстоянии, раздвигая тем самым границы применения метода приблизительно в 4 раза по сравнению с границами табл. XXXI.

Если же мы удовольствуемся ошибкой в установке в несколько сантиметров, то лучше, чтобы эта ошибка была положительной, и тогда границы применения моего метода будут близки к границам табл. XXXI: при $\Delta_L > 0$ границы шире, при $\Delta_L < 0$ границы уже.

§ 23. Точность измерения радиуса кривизны R_0

Наконец, последним источником ошибок является неточность определения радиусов кривизны R_0 и r . Так как величину r мы можем сколько угодно точно измерить и как угодно точно учитывать даже ее изменения при изменениях температуры, то весь центр тяжести нашего рассуждения мы должны перенести на исследование допустимых ошибок при определении величины R_0 , меняющейся не только от температурных изменений, но и в самом процессе фигурации зеркала.

Пусть при определении величины R_0 мы ошиблись на величину Δ_R , наблюдая при этом вычисленное расстояние между зеркалами.

При этом очевидно изменятся координаты x_1 и y_1 , сопряженные расстояния f_{20} и f_1 , параметры m_0 и n_0 и продольные абберации Δf_{2y_1} .

Эти переменные величины в их измененном виде назовем соответственно через x_1' , y_1' , f_{20}' , f_1' , m_0' , n_0' и $\Delta f_{2y_1}'$.

Обращаясь к рис. 71 и пользуясь им как для центральных, так и для нецентральных лучей, мы прежде всего выводим следующие приближенные выражения:

$$\frac{y}{v_1} \approx -\frac{R_0}{f_2} \quad \text{и} \quad \frac{y}{y_1'} \approx -\frac{R_0 + \Delta_R}{f_2 - \Delta_R},$$

откуда:

$$y_1' \approx y_1 \left[1 - \Delta_R \frac{(R_0 + f_2)}{R_0 f_2} \right] \approx y_1 \left[1 + \Delta_R \frac{(m_0 - 1)}{R_0} \right], \quad (30)$$

$$x_1' \approx \frac{(y_1')^2}{2r} \approx x_1 \left[1 + 2\Delta_R \frac{(m_0 - 1)}{R_0} \right]. \quad (31)$$

Так как абберации сферического зеркала в первом приближении пропорциональны x_1 , то:

$$\Delta f_{2y_1}' \approx \Delta f_{2y_1} \left[1 + 2\Delta_R \frac{(m_0 - 1)}{R_0} \right]. \quad (32)$$

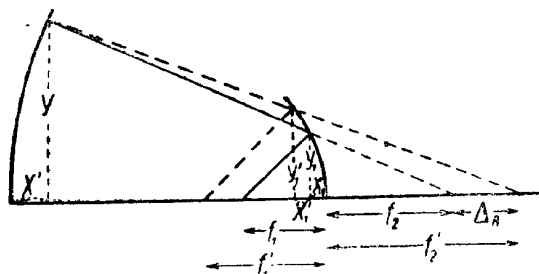


Рис. 71.

Далее дадим следующие очевидные равенства:

$$\left. \begin{aligned} R_0' &= R_0 + \Delta_R \\ y' &= y \end{aligned} \right\}, \quad (33)$$

$$x' = \frac{y^2}{2R_0'} \approx x \left(1 - \frac{\Delta_R}{R_0} \right), \quad (34)$$

$$f'_{20} = f_{20} - \Delta_R, \quad (35)$$

$$m_0' = -\frac{R_0'}{f_{20}'} \approx m_0 \left[1 - \Delta_R \frac{(m_0 - 1)}{R_0} \right], \quad (36)$$

$$\begin{aligned} f_1' &= \frac{rf_{20}'}{2f_{20}' - r} \approx f_1 \left[1 + \frac{\Delta_R r}{f_{20}(2f_{20} - r)} \right] \approx \\ &\approx f_1 \left(1 + \Delta_R \frac{n_0}{f_{20}} \right) \approx f_1 \left(1 - \Delta_R \frac{n_0 m_0}{R_0} \right), \end{aligned} \quad (37)$$

$$n_0' = \frac{f_1'}{f_{20}'} \approx n_0 \left[1 - \Delta_R \frac{m(n+1)}{R_0} \right]. \quad (38)$$

Полагая для примера ошибку измерения R_0 равной $\Delta_R = +10$ мм, принимая прежние значения величин R_0 , r , C и C_1 и останавливаясь для примера на $m_0 = 2,0109$, мы составляем табл. XXXV для нашего случая.

ТАБЛИЦА XXXV

$\Delta_R = +10$; $m_0 = 2,0109$

y	x	x'	Δf_{2y_1}	$\Delta f_{2y_1}'$	$\Delta F_y' = \frac{-\Delta f_{2y_1}' - x'}{2}$
0	0	0	0	0	0
200,989	2,0199	2,018	- 2,0221	- 2,026	0,004
401,375	8,0551	8,047	- 8,0920	- 8,108	0,032
600,580	18,0349	18,017	- 18,2206	- 18,257	0,120
797,956	31,8375	31,806	- 32,4267	- 32,491	0,342
I	II	III	IV	V	VI

Столбцы I, II и IV взяты из табл. XXVI; столбец III вычислен по выражению (34), а столбец V — по выражению (32).

Сравнивая столбец VI таблицы XXXV с столбцом IX таблицы XXVI (для $m = 2,0109$), мы заключаем, что главные aberrации сравнительно мало возрасли, когда мы допустили ошибку в измерении радиуса R_0 в $+10$ мм.

Так для зоны $y \approx 800$, отношение $\frac{\Delta F_y'}{\Delta F_y} = 1,16$, т. е. границы применения компенсационного метода сужаются против теоретических всего лишь на несколько процентов.

Посмотрим, что дает отрицательная ошибка измерения R_0 . Для этого в нашем случае, положив для примера $\Delta_R = -10$, составим табл. XXXVI.

ТАБЛИЦА XXXVI

$$\Delta_R = -10; m_0 = 2,0109$$

y	x	x'	Δf_{2y_1}	$\Delta f_{2y_1}'$	$\Delta F_y'$
0	0	0	0	0	0
200,989	2,0199	2,022	— 2,0221	— 2,018	— 0,002
401,375	8,0551	8,063	— 8,0920	— 8,076	+ 0,007
600,580	18,0349	18,053	— 18,2206	— 18,185	+ 0,066
797,956	31,8375	31,870	— 32,4267	— 32,362	+ 0,246

Как видим, абберации даже уменьшились, т. е. границы применения метода расширились. Одинаково благоприятными оказываются как отрицательные ошибки в определении величины R_0 , так и положительные—в определении расстояния между вершинами обоих зеркал. В обоих случаях вместо сужения границ или понижения точности—обратные благоприятные результаты.

§ 24. Заключение

Перед астрономической оптикой наших дней стоят серьезнейшие и грандиозные задачи постройки гигантских телескопов.

Эти телескопы по многим причинам могут быть только зеркальными.

Для целей звездной фотографии необходимо иметь достаточно большое исправленное поле оптической системы, а так как эти системы предполагаются зеркальными, но не преломляющими, то вполне понятна работа мысли в направлении подыскания наиболее удобных и совершенных зеркальных систем не только анаберрационных, но и с исправленным полем.

Анализ показал, что для удовлетворения последнему условию большое зеркало телескопа может иметь различную в разных случаях форму поверхности, только не параболическую—поэтому вполне естественно отказаться от классических систем Грегори, Ньютона и Кассегрена и перейти на новый путь конструкций и расчетов анаберрационных систем с исправленным полем. Из этих систем можно выбрать такие, при которых точное изготовление зеркал окажется наиболее легким и надежным.

В этом направлении, насколько мне известно, первым работал Шварцшильд, а в последнее время—Ричи и Крэтъен.

Я вел свои исследования в том же направлении с 1921 г. по 1924 г., когда настоящая моя работа была в общих чертах закончена, но не могла быть опубликована по не зависящим от меня причинам. Уже закончив свою работу, я узнал о работе Шварцшильда и ознакомился с ней и лишь в самое последнее время узнал о работах Ричи и Крэтъена.

К астрономическим зеркалам предъявляются наиболее строгие требования точности воспроизведения их поверхности; поэтому одна голая теория зеркальных систем без методики их рабочего испытания не может оказаться практически удовлетворительной, так как мы не сумеем удовлетворительно воспроизвести заданные теорией зеркальные поверхности.

Вот почему я так подробно остановился на анализе методов испытания применительно к рабочему испытанию больших астрономических зеркал. Я хотел показать, что с методами рабочего испытания зеркал дело обстоит не всегда благополучно: в одних случаях они мало чувствительны,

в других — слишком сложны и громоздки, в третьих — слишком длительны и дороги.

Для улучшения методов теневого испытания вообще я внес два основных существенных изменения: заменил светящуюся точку светящейся щелью и заменил зональную диафрагму метками на поверхности зеркала.

Далее, введя вместо ножа Фуко нить, я получил возможность применить весьма простой и точный количественный метод щели и нити.

И, наконец, я предлагаю свой компенсационный метод рабочего испытания зеркал любых форм, дающий, на мой взгляд, наиболее полное и благоприятное практическое разрешение вопроса испытания зеркал в процессе их изготовления.

Как мы видели, этот метод имеет достаточно широкие границы своего применения. Так обращаясь к табл. XXXI, дополненной рассуждениями § 22, мы видим, что при некоторых условиях и при $m \approx 2$ можно испытать зеркало как первоклассный параболоид с диаметром $D = 4400$ mm при относительном отверстии $A = 1:4,5$, — а таких больших зеркал, да еще при такой высокой светосиле, пока еще осуществлено нигде не было.

Таковы для случая вогнутого параболоида границы применения компенсационного метода в чистом виде — когда исчезновение теневой картины гарантирует первый класс зеркала. В этом виде метод компенсационный является полуколичественным, т. е. наиболее наглядным для мастера.

Если же обратить компенсационный метод в количественный, т. е. по теневой картине измерять избыточные продольные аберрации ΔF_y , то он оказывается применимым для любых сколь угодно больших размеров зеркал; при этом он будет неизмеримо выше тех методов зонального испытания, при которых нож и светящаяся точка не совпадают даже в первом приближении с анаберрационными точками испытываемой поверхности, так как при этих методах ничтожно малые, приводимые нами к нулю аберрации накладываются на весьма большие аберрации, происходящие из-за несовпадения сопряженных точек с анаберрационными.

Создание гигантских телескопов будущего, представляющих собою первоклассные зеркальные системы, анаберрационные и с исправленным полем, кажется мне вполне реальным и осуществимым, по крайней мере, с точки зрения теоретического расчета таких систем и методики их испытания.

ГОИ. Опто-технический сектор

Über „aberrationsfreie“ spiegelnde Flächen und Systeme und neue Methoden ihrer Untersuchung

Von D. D. Maksutov

(Zusammenfassung)

Die Rotationsflächen genügen folgender Gleichung:

$$\frac{R_y - R_0}{x} = \text{const} = C,$$

wobei R_y die Abszisse des Schnittpunktes der Normalen der Zone y ist, R_0 — der Krümmungsradius der zentralen Zone und x — die Abszisse der Zone. Die Spitze der Flächen fällt mit dem Koordinatenanfang zusammen.

Die Grösse C bezeichne ich als die Charakteristik der Fläche, sie kann jede Grösse zwischen $+\infty$ und $-\infty$ annehmen. C ist dem Quotienten der Exzentrizität des Kegelschnittes gleich.

Alle Flächen, die diesem Gesetze genügen, heissen reguläre Flächen. Unter diesen unterscheidet man solche, welche zwei konjugierte Punkte enthalten, die keine Aberrationen aufweisen. Diese letzteren wollen wir „aberrationsfrei“ nennen.

Die Charakteristik C und der Krümmungsradius der zentralen Zone R_0 genügen um die konjugierten aberrationsfreien Distanzen zu bestimmen. Beliebige Aberrationen regulärer Flächen können als Funktionen von C und R_0 definiert werden; dieses gilt für eine beliebige Zone und bei jeder Entfernung der Lichtquelle. Aus den Aberrationen können die Abweichungen der spiegelnden Fläche von der angegebenen regulären Form bestimmt werden.

Zentrierte reguläre Flächen lassen sich bei richtiger Wahl ihrer Charakteristiken zu einem aberrationsfreien spiegelnden System vereinigen. Es werden speziell Kombinationen zweier regulären (nicht ebenen) Flächen untersucht, die den Systemen von Gregory, Cassegrains und Schwarzschild entsprechen.

Die Theorie der aberrationsfreien Flächen (welche Kompensationssysteme darstellen) erlaubt folgende Schlüsse von praktischer Bedeutung zu ziehen:

1) Die Fehler eines unvollkommenen grossen parabolischen Spiegels können zum grossen Teil durch geeignete Wahl der Charakteristik des kleinen Spiegels kompensiert werden, dermassen dass ein gutes oder sogar erstklassiges System erhalten wird (der grosse Spiegel muss eine reguläre Fläche haben).

2) Es ist möglich Systeme mit einem sphärischen Spiegel zu bilden, was besonders in Hinsicht des grossen Spiegels Vorteile darstellt.

3) Es ist möglich ein aberrationsfreies System mit corrigiertem Felde zu bilden (zum Beispiel mit erfüllter Sinusbedingung).

4) Es ist möglich neue Systeme von Fernrohren zu bilden, welche gewisse Vorteile besitzen.

5) Es ist möglich, eine Schattenuntersuchung von Spiegeln mit beliebiger Charakteristik auszuführen, nach derselben Kompensationsmethode, welche der Theorie der aberrationsfreien Systeme zu Grunde gelegt ist.

Der III. Teil dieser Arbeit enthält eine kritische Übersicht der Untersuchungsmethoden von astronomischen Spiegeln während ihrer Anfertigung, wobei der Verfasser die vereinigte „Kante- und Okularmethode“ als die zweckmässigste ansieht. Die Aufgabe kann für sphärische und elliptische Spiegel vollkommen gelöst werden; für Flächen mit anderen Charakteristiken und speziell für parabolische Flächen lässt sich keine passende Arbeitsmethode angeben.

Die Methode des Verfassers gestattet die Untersuchung von Spiegeln beliebiger Charakteristik, also auch parabolischer, wobei die Anordnung einfach ist und nur eine Spiegelung von der nicht versilberten Oberfläche des zu untersuchenden Spiegels stattfindet; das ist der Vorzug der Methode des Verfassers vor der Autokollimationsmethode von Ritchey.

Der Kompensationsspiegel ist in der Anordnung des Verfassers klein und kann sphärisch sein, was seine Anfertigung und Untersuchung erleichtert. Die Grenzen der Anwendbarkeit der Methode des Verfassers sind sehr weit.

Ausser dieser allgemeinen Methode enthält die Arbeit auch verschiedene Verbesserungen der Halbschattenmethode.